

Kernspektroskopische Untersuchungen
mit Hilfe der Reaktionen

$K^{39}(n, p\gamma) A^{39}$ und $K^{39}(n, \alpha\gamma) Cl^{36}$

von

FATMA MOHAMED SALEH

1964

Kernspektroskopische Untersuchungen mit Hilfe der

Reaktionen $K^{39}(n,p\gamma)A^{39}$ und $K^{39}(n,\alpha\gamma)Cl^{36}$

Inaugural - Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Johann Wolfgang Goethe - Universität
Frankfurt am Main

vorgelegt von
Fatma Mohamed Saleh
aus Kairo
1964



Gedruckt mit Genehmigung der Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Frankfurt am Main

Dekan: Prof. Dr. H. Lehmann

1. Referent: Prof. Dr. E. Schopper

2. Referent: Prof. Dr. G. Süßmann

Tag der mündlichen Prüfung: 8. 12. 1964



I n h a l t

I.	Einleitung	1
II	Grundlagen der Meßtechnik	3
II.1	Neutronenerzeugung und Flußmessung	3
II.2	Das Impulshöhenspektrum der geladenen Teilchen	3
II.3	Impulsformdiskriminierung	5
II.3.1	Allgemeines	5
II.3.2	Das Prinzip der Diskriminierung	6
II.3.2.1	Impulsformdiskriminierung unter Benutzung der koinzidenten γ -Signale	6
II.3.2.2	Impulsformdiskriminierung durch Pulsform-Analyse der p- und α -Signale allein	8
II.4	γ -Impulshöhenspektren	10
II.4.1	Spektrumsform	10
II.4.2	Zählrateneinfluß	11
II.4.3	Untergrund	12
II.4.4	Stabilisierung	12
II.4.5	Die Nachweiswahrscheinlichkeit	13
II.4.5.1	Aktivierung eines 1" x 1" KI(Tl)-Kristalls	13
II.4.5.2	Aktivierung eines 1" x 1" NaI(Tl)-Kristalls	15
II.4.5.3	Aktivierung eines 1" x 1" $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ -Kristalls	15
II.4.5.4	Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für $E_{\gamma}=0,845 \text{ MeV}$	16
II.4.5.5	Die Nachweiswahrscheinlichkeit für $E_{\gamma}=1,46 \text{ MeV}$	17
III.	Die Messungen	19
III.1	Die "normale" Geometrie	19
III.1.1	Meßanordnung und Abschirmung	19
III.1.2	Durchführung einer Messung	19
III.1.3	Energieeichung	20
III.1.4	Wirkungsquerschnitte	21

III.2	Winkelverteilung	23
III.3	Summenkoinzidenz-Messungen	25
III.3.1	Das Prinzip	25
III.3.2	Beschreibung der Meßanordnung	26
III.3.3	Durchführung einer Messung	26
III.3.3.1	Eichung und Einstellung des Summenfensters	26
III.3.3.2	Einstellung eines Fensters in dem Spektrum der geladenen Teilchen	27
III.3.3.3	Impulsformdiskriminierung	28
III.3.3.4	Zählrate	28
IV.	Datenanalyse und Ergebnisse	29
IV.1	Analyse der Spektren bei den "normalen" Koinzidenzmessungen	29
IV.1.1	Störeffekte	29
IV.1.2	Niveau- und Zerfallschema von A^{39}	29
IV.1.3	Niveau- und Zerfallschema von Cl^{36}	33
IV.2	Die Summenkoinzidenzmessungen	34
IV.2.1	Störeffekte	34
IV.2.2	Beitrag des direkten Übergangs in den Grundzustand zum Summenkoinzidenz- spektrum	35
IV.2.3	Analyse einiger Spektren	36
IV.2.4	Die Nachweiswahrscheinlichkeit	38
IV.3	Verzweigungsverhältnisse beim Zerfall der Energieniveaus von A^{39}	38
IV.3.1	Das 2,1 MeV-Energieniveau	39
IV.3.2	Das 2,35 MeV-Energieniveau	39
IV.3.3	Das 2,43 MeV-Energieniveau	40
IV.3.4	Das 2,49 MeV-Energieniveau	41
IV.3.5	Das 2,65 MeV-Energieniveau	41
IV.3.6	Zerfall höherer Niveaus	41
IV.4	Wirkungsquerschnitte	42

V.	Diskussion der Ergebnisse	44
V.1	Wirkungsquerschnitte	44
V.2	Diskussion der Energieniveaus von A^{39} in Zusammenhang mit dem Schalenmodell	45
V.3	Zerfallschema des Cl^{36} -Kerns	51
VI.	Zusammenfassung	53
	Literatur	56



Digitized by the Internet Archive
in 2026

I. Einleitung

In früheren Arbeiten wurden durch Beschuß eines KI(Tl)-Kristalls mit monoenergetischen schnellen Neutronen und Nachweis der dabei entstehenden Protonen und α -Teilchen die Kernreaktionen $K^{39}(n,p)A^{39}$ und $K^{39}(n,\alpha)Cl^{36}$ untersucht (1), (2), (3). Vierzehn "Protonengruppen" wurden auf diese Weise festgestellt.

Die erwähnte Methode liefert allerdings keine genauen Angaben über die Energieniveaus der Endkerne A^{39} und Cl^{36} . Dies ist auf die relativ schlechte Energieauflösung des KI(Tl)-Kristalls und die Überlappung der p- und α -Gruppen in den Pulshöhenspektren zurückzuführen.

Ferner wurde mit Hilfe der Kernreaktionen $Cl^{35}(d,p)Cl^{36}$ (4) und $Cl^{35}(n,\gamma)Cl^{36}$ (5), (6) das Niveau- und Zerfallschema von Cl^{36} untersucht. Durch die Reaktion $K^{39}(n,\alpha)Cl^{36}$ konnte nur der erste angeregte Zustand in Cl^{36} festgestellt (1), (2) werden.

Aus früheren Messungen sind bekannt die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $K^{39}(n,p_{0,1})A^{39}$, die zum Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand in A^{39} führen, in dem Neutronenenergiebereich 2 MeV - 8,6 MeV bzw. 2,5 MeV - 3,6 MeV; ferner der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $K^{39}(n,\alpha)Cl^{36}$, die zum Grundzustand in A^{36} führt, in dem Neutronenenergiebereich 2 MeV - 3,8 MeV (2).

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war, die Kernreaktionen $K^{39}(n,p)A^{39}$ und $K^{39}(n,\alpha)Cl^{36}$ genauer zu untersuchen, und zwar durch Messung der γ -Quanten, die durch Anregung der Endkerne A^{39} und Cl^{36} entstehen und koinzident mit den verschiedenen p- und α -Gruppen sind.

Im einzelnen war beabsichtigt:

- 1) Die Aufstellung des Niveauschemas für den A^{39} -Kern.
- 2) Die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses bei dem Zerfall möglichst vieler Niveaus in A^{39} .
- 3) Die Untersuchung der Winkelverteilung einiger γ -Quanten bei dem Zerfall der A^{39} - und Cl^{36} -Niveaus, soweit es die Intensität erlaubt.

- 4) Die Messung der Wirkungsquerschnitte der erwähnten Reaktionen für verschiedene p- und α -Gruppen in dem Neutronenenergiebereich 4 - 8 MeV.

Aus den gewonnenen Ergebnissen sollten, soweit möglich, Aussagen über Spin, Parität und Schalenstruktur der beteiligten Niveaus gewonnen werden.

II. Grundlagen der Meßtechnik

II.1 Neutronenerzeugung und Flußmessung

Monoenergetische Neutronen in dem Energiebereich 4 - 8 MeV wurden am 5,5 MeV Van de Graaff-Beschleuniger durch Beschuß von Deuteriumgas mit Deuteronen über die Reaktion $D(d,n)He^3$ erzeugt. Die Gastargetkammer (1 cm Durchmesser x 5,2 cm Länge) war vom Strahlrohr durch eine Ni-Folie von 1 mg/cm^2 Dicke getrennt. Der Energieverlust der Deuteronen beim Durchgang durch die Folie betrug 75 - 170 keV. Die Neutronenenergiebreite, die in erster Näherung durch den Deuteronenenergieverlust im Gastarget verursacht wurde, war in der Größenordnung von 120 - 300 keV.

Für die Messung des Neutronenflusses wurde ein Plastiksziintillator von 3 mm Durchmesser x 3 mm Dicke benutzt. Der Zähler wurde unter 0° und etwa 8 - 16 cm vom Gastarget entfernt aufgestellt. Die im Plastiksziintillator ausgelösten Rückstoßprotonen wurden mit den üblichen Meßmethoden registriert ⁽⁷⁾. Korrekturen für Randeffekte wurden bei der Auswertung berücksichtigt. Die Genauigkeit der absoluten Neutronenflußmessung mit dieser Methode beträgt etwa $\pm 5\%$. Allerdings wurde der Neutronenfluß im KI-Kristall durch Neutronenstreuung am Kristall selbst und an der Abschirmung (siehe Abb. 10) beeinflusst. Diese Streuung führt zu einer weiteren Ungenauigkeit in der Neutronenflußbestimmung.

Ein typisches Rückstoßprotonen-Impulshöhenspektrum bei $E_n = 5,4 \text{ MeV}$ ist in Abb. 1 zu sehen.

II.2 Das Impulshöhenspektrum der geladenen Teilchen

Zum Nachweis der Protonen und α -Teilchen aus den Reaktionen $K^{39}(n,p)A^{39}$ und $K^{39}(n,\alpha)Cl^{36}$ wurde ein $1'' \times 1''$ KI(Tl)-Kristall benutzt. Die Energieauflösung des Kristalls für die 0,662 MeV γ -Linie von Cs^{137} betrug 13 %. Der Kristall diente gleichzeitig als Target und als 4π -Sziintillationsdetektor für die Protonen und α -Teilchen. Die Q-Werte betragen 0,22 bzw. +1,35 MeV für die

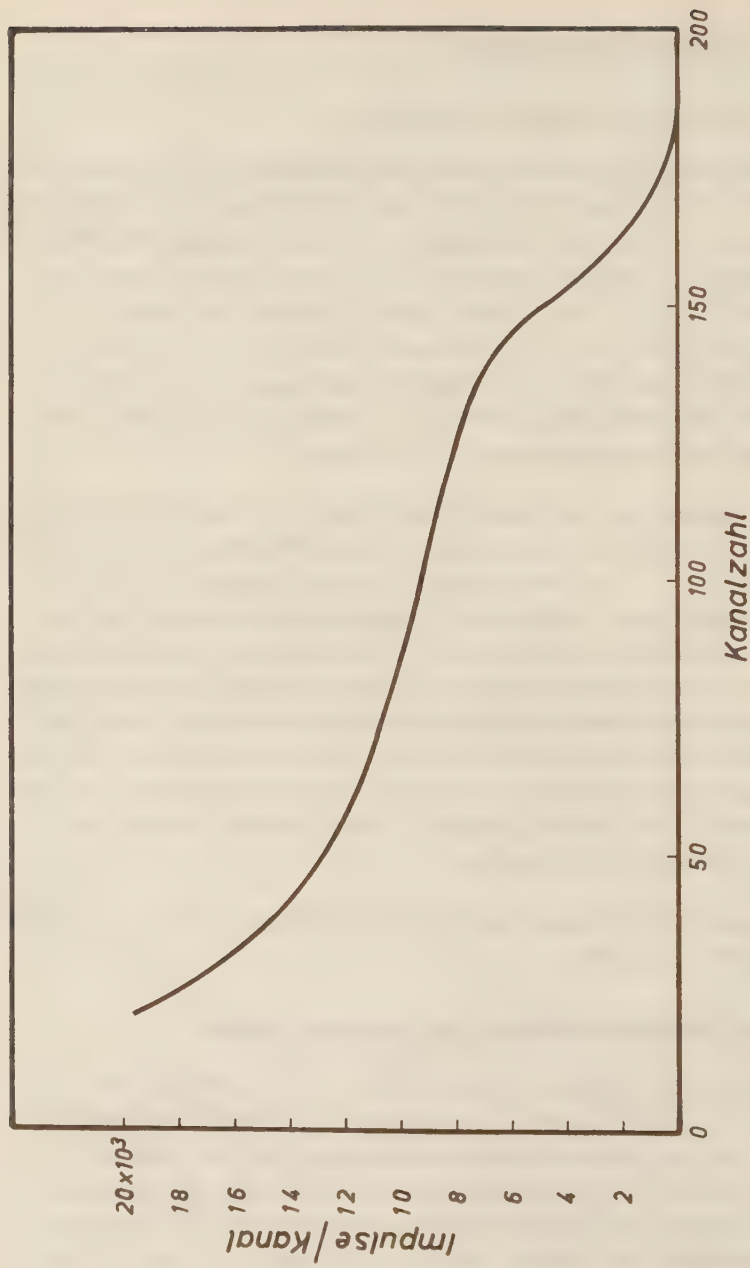


Abb. 1 Rückstossprotonen - Impulshöhenspektrum bei $E_n = 5,40 \text{ MeV}$

(n,p)- bzw. die (n, α)-Reaktion. Das Spektrum der geladenen Teilchen enthält außer den p_0 - und α_0 -Gruppen, die zum Grundzustand der Endkerne A^{39} und Cl^{36} führen, andere Protonen- und α -Gruppen niedrigerer Energien (Abb. 2a und 3). In dem Neutronenenergiebereich 4-8 MeV tritt nur die p_0 -Gruppe als aufgelöster Peak auf.

Kenntnisse der relativen Impulshöhen für Protonen und α -Teilchen im KI(Tl)-Kristall und der Energieniveauschemata der Endkerne A^{39} und Cl^{36} sind für die Identifizierung der verschiedenen Gruppen notwendig. Es folgt aus dem Unterschied in den Impulshöhen für Protonen und α -Teilchen gleicher Energien, daß sich die relative Lage der Protonen- und α -Gruppen mit Änderung der Neutronenenergie verschiebt. Allerdings ist das Pulshöhenverhältnis für Protonen und α -Teilchen von einem Kristall zum anderen verschieden, was vermutlich auf den unterschiedlichen Tl-Gehalt zurückzuführen ist ⁽⁸⁾. Das wurde durch Verwendung verschiedener Kristalle festgestellt.

Die Protonengruppen wurden mit Hilfe von Abb. 4, die den Zusammenhang zwischen Neutronenenergien und Impulshöhen für verschiedene Protonengruppen darstellt, grob identifiziert ⁽²⁾. Danach wurde das Impulshöhenspektrum in mehrere Bereiche geteilt und die damit koinzidenten γ -Spektren untersucht. Abb. 3 zeigt drei Bereiche, die für eine Serie von Messungen ausgewählt wurden. Jeder Teil entspricht einem bestimmten Anregungsenergiebereich im A^{39} -Kern bzw. im Cl^{36} -Kern.

Die Lage der α -Gruppen konnte aus Abb. 4 nicht bestimmt werden, da in Ref. (2) nur eine Kurve für die α_0 -Gruppe im Energiebereich 2,3 MeV - 3,8 MeV gemessen wurde. Der extrapolierte Verlauf dieser Kurve in dem Neutronenenergiebereich 4 - 8 MeV wurde als unsicher bezeichnet ⁽²⁾. Aus eigenen (p, γ)- und (α , γ)-Koinzidenzmessungen wurde festgestellt, daß mit dem benutzten KI(Tl)-Kristall der Verlauf der α -Kurve steiler als in Ref. (2) ist.

Abb. 2

$^{39}\text{K}(n,p)^{39}\text{Ar}$
 $^{39}\text{K}(n,\alpha)^{36}\text{Cl}$
 $E_n = 4,5 \text{ MeV}$

Teilchendiskriminierung

Pulszahl / Kanal

1000

500

0

1000

500

0

1500

1000

500

0

50

100

Kanalzahl

c)

b)

a)

p

α

$p + \alpha$

P_1

P_2

P_0

$P_1 + P_2$

$P_3 \dots P_7$

α_0

$\alpha_1 + \alpha_2$

α_0

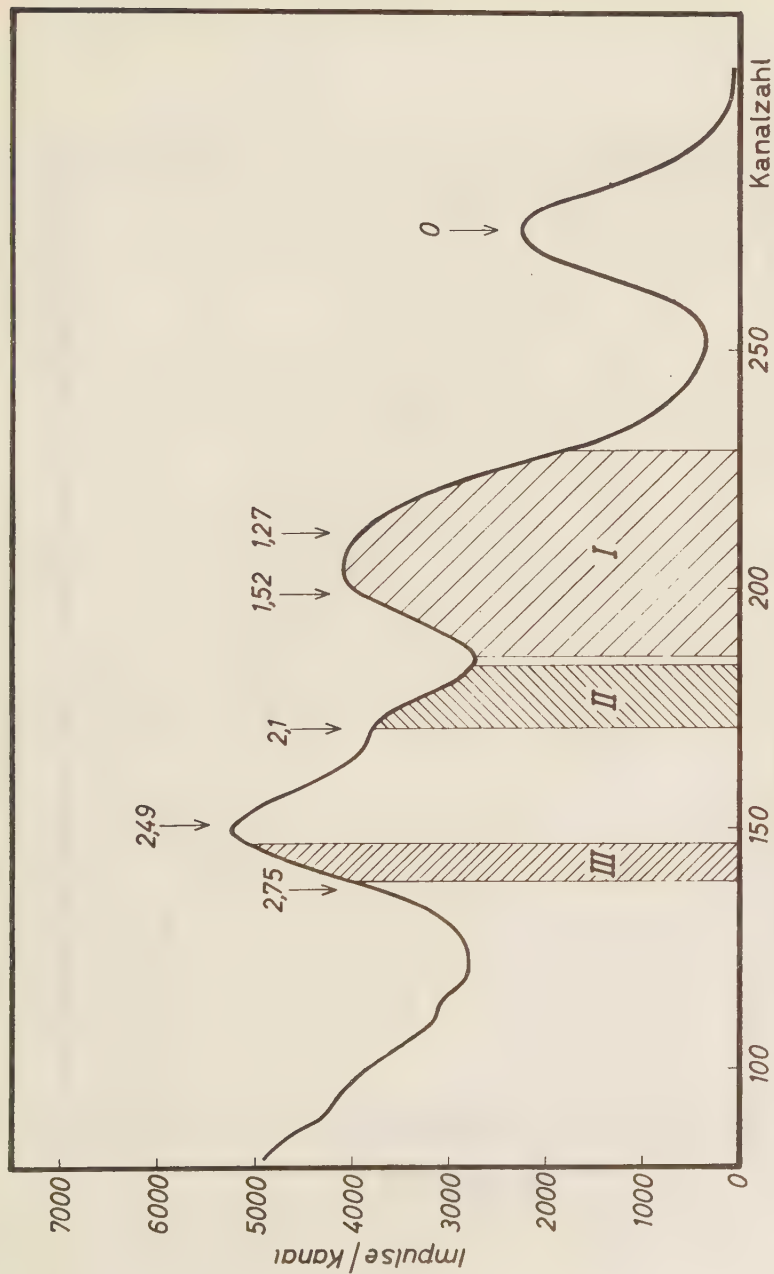
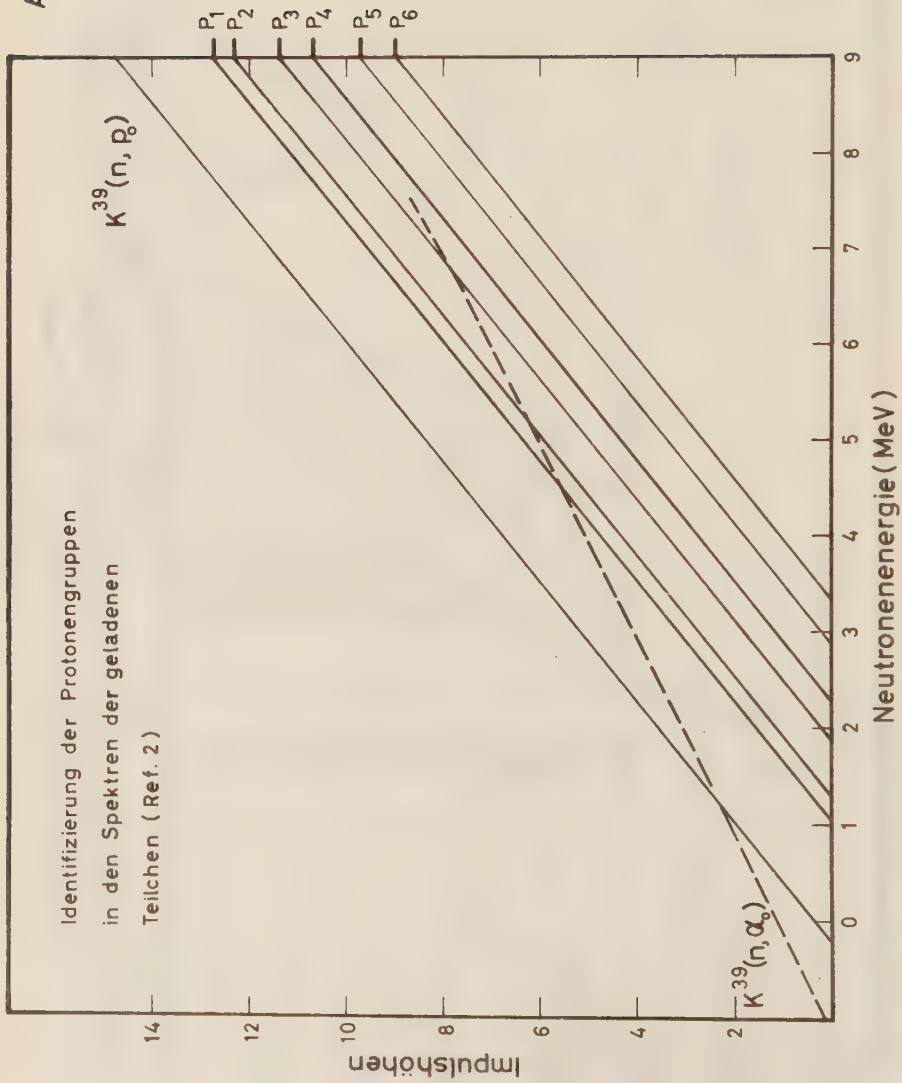


Abb. 3 Impulshöhenspektrum der geladenen Teilchen bei $E_n = 5,40$ MeV
Anregungsenergie des Endkerns A^{39} in MeV

Abb. 4



II.3 Impulsformdiskriminierung

II.3.1 Allgemeines

Durch das Auftreten der verschiedenen Teilchensorten und die relativ schlechte Energieauflösung des KI(Tl)-Kristalls wurde die Analyse der Spektren der geladenen Teilchen und der Koinzidenzspektren erschwert. Eine Vereinfachung der Spektren in dieser Hinsicht war durch die Methode der Impulsformdiskriminierung möglich.

Es ist bekannt, daß Teilchen verschiedener Art in manchen Szintillationskristallen Lichtblitze mit verschiedenen Abklingzeiten auslösen. Dies ist auf den Unterschied in der Ionisationsdichte zurückzuführen.

Durch geeignete elektronische Methoden (9), (10), (11) kann der Unterschied in den Anstiegszeiten der integrierten Spannungsimpulse ausgenutzt werden, um die Impulse nach ihrer Herkunft zu trennen. Allerdings ist diese Erscheinung nicht bei allen Szintillatoren ausgeprägt. Unter den anorganischen Luminophoren ist z.B. der CsI(Tl)-Szintillator für die Teilchendiskriminierung am geeignetsten (10).

Beim NaI(Tl)-Kristall ist der Unterschied in den Anstiegszeiten für die Protonen und α -Teilchen nicht sehr groß. Trotzdem ist die Diskriminierung wegen seiner großen Lichtausbeute möglich.

Der KI(Tl)-Szintillator wurde dagegen von anderen Autoren unter normalen Bedingungen als ungeeignet bezeichnet (10). Erst durch Erhöhung der Tl-Konzentration und der Kristalltemperatur wurden die Teilchendiskriminierungseigenschaften verbessert. (12).

Die Vorteile einer Teilchendiskriminierung im vorliegenden Fall wurden bereits erwähnt. Es wurde deshalb versucht, eine möglichst einfache Diskriminierungsmethode zu entwickeln. Nach unserem Verfahren war eine Trennung der Protonen und α -Ereignisse in KI-Kristallen mit normalem Tl-Gehalt und bei Zimmertemperatur möglich.

II.3.2 Das Prinzip der Diskriminierung

Die Impulse der geladenen Teilchen am Ausgang des Photomultipliers wurden verstärkt und mit einem Laufzeitkabel zweimal reflektiert. Sie erhalten dadurch einen Nulldurchgang, dessen Lage charakteristisch von der Anstiegszeit, jedoch nur wenig von der Amplitude der ursprünglichen Signale abhängt (Abb. 5).

Für die Teilchendiskriminierung wurden zwei Verfahren, die diese Eigenschaft des Nulldurchgangs ausnützen, angewandt. Man benötigt in beiden Fällen ein Referenzsignal als Zeit-Bezugspunkt für die Messung des Nulldurchgangs. In einem Fall wurde das Referenzsignal von den koinzidenten γ -Impulsen, in dem anderen Fall von den p- und α -Impulsen selbst abgeleitet.

II.3.2.1 Impulsformdiskriminierung unter Benutzung der koinzidenten γ -Signale

Die zweifach reflektierten Signale, die von den Protonen und α -Teilchen einerseits und von den koinzidenten γ -Quanten andererseits herrühren, wurden in eine Fast-Slow-Koinzidenzstufe ⁽¹³⁾ eingespeist. Der Impulsformer im schnellen Teil der Koinzidenzstufe arbeitet nach folgendem Prinzip:

Mit den Eingangsimpulsen wird bei einem bestimmten Amplitudenniveau ein Schmidt-Kreis angetriggert. Das Rückkipp-Niveau wird auf die Nulllinie gelegt, so daß das Rückkippen im Nulldurchgang stattfindet. Die Rückkippflanke wird dann differenziert, und die entstehenden Zeitmarkensignale werden an die schnelle Koinzidenzstufe weitergeleitet.

Die Verzögerungszeit zwischen den Kernreaktionen und den dazugehörigen Zeitmarkensignalen hängt nach 3.2 von der Impulsform bzw. von der Teilchensorte ab. Da Impulse von α -Teilchen eine kürzere Anstiegszeit besitzen als die von Protonen, werden die Zeitsignale, die durch α -Teilchen entstehen, weniger verzögert als die, die von Protonen herrühren. Der Unterschied in der Verzögerung betrug in unserem Fall $\sim 2 \times 10^{-8}$ sec.

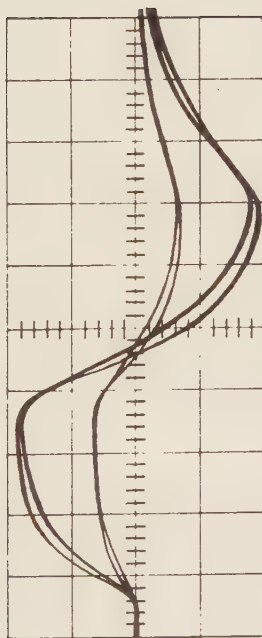


Abb. 5 Ausgangsimpulse des DD2 Verstärkers für Eingangsimpulse mit verschiedenen Amplituden und Anstiegszeiten

Es ist daher durch eine geeignete Einstellung der Verzögerung in jedem Kanal (KI oder NaI) möglich, entweder (p, γ) - oder (α, γ) -Koinzidenzen auszusondern.

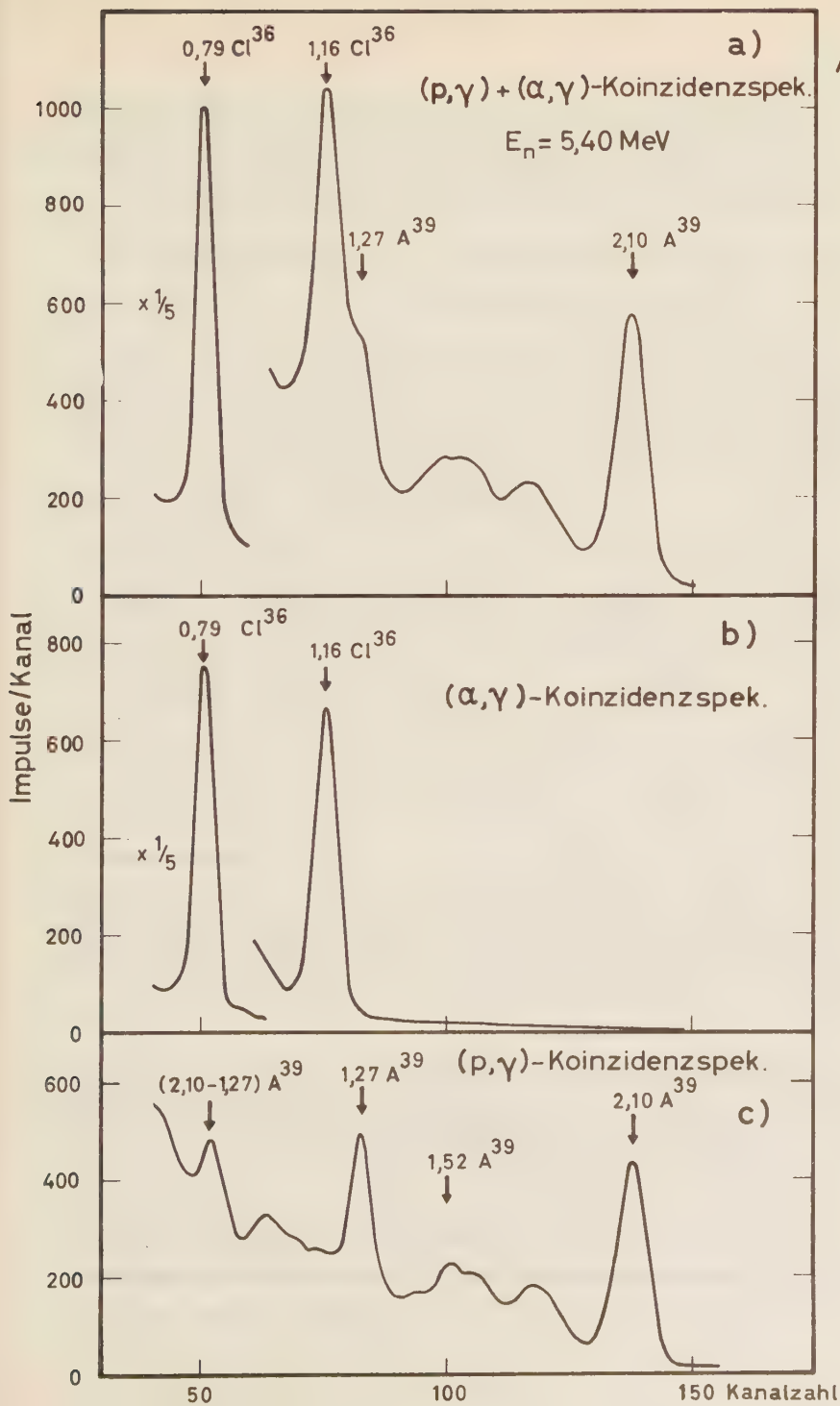
Eine vollständige Trennung der α -Teilchen von den Protonen war im allgemeinen nicht möglich, das heißt, daß ein kleiner Verlust der erwünschten Teilchensorte oder eine kleine Beimengung der unerwünschten Teilchensorte in Kauf genommen werden mußte. Es zeigte sich außerdem, daß diese Abweichungen von der idealen Diskriminierung amplituden-abhängig waren. Durch günstigste Einstellung der Verzögerungen gelang es, Verluste bzw. Beimengungen in einem γ -Energiebereich von ca. 1 : 2 auf etwa 10 % zu beschränken.

Ferner wurde festgestellt, daß die Diskriminierungsbedingungen empfindlich von der Temperatur abhängen.

Obwohl die Diskriminierung auf diese Art sehr einfach durchzuführen war und keine zusätzlichen Geräte bedingte, war eine anschauliche und schnelle Einstellung und Kontrolle der Diskriminierungsbedingungen nicht möglich. Vielmehr mußte die Qualität der Diskriminierung jeweils durch zeitraubende Koinzidenzmessungen geprüft werden.

Abb. 6a zeigt ein γ -Impulshöhenspektrum in Koinzidenz mit dem Bereich II des in Abb. 3 gezeigten Spektrums der geladenen Teilchen. Das Spektrum wurde ohne Impulsformdiskriminierung aufgenommen. Die 0,79 MeV - und 1,16 MeV-Übergänge sind dem Kern Cl^{36} zuzuordnen. Der 2,1 MeV-Übergang ist auf das dritte angeregte Niveau in A^{39} zurückzuführen. Die nicht aufgelöste γ -Linie bei 1,27 MeV gehört zu dem ersten angeregten Niveau in A^{39} . Abb. 6b und 6c zeigen Spektren in Koinzidenz mit α -Teilchen allein bzw. mit Protonen allein, die durch die beschriebene Diskriminierungsmethode erhalten wurden. Auffallend ist der schwache Peak bei 0,83 MeV in Abb. 6c, der in Abb. 6a durch die starke Linie bei 0,79 MeV verdeckt ist. Diese γ -Linie entsteht durch den Zerfall des 2,1 MeV-Niveaus über das 1,27 MeV-Niveau in A^{39} . Die Abhängig-

Abb. 6



keit der Diskriminierung von der Amplitude ist hier bei den 1,27 MeV- und 0,83 MeV- γ -Peaks deutlich zu erkennen. Diese Spektren sind deshalb nicht für eine quantitative Auswertung geeignet.

II.3.2.2 Impulsformdiskriminierung durch Pulsform-Analyse der p- und α -Signale allein

Diese Methode wurde später am Institut entwickelt ⁽¹⁴⁾. Das Prinzip beruht, wie vorher, auf dem unterschiedlichen zeitlichen Verlauf der Szintillationen verschiedener Teilchensorten und der dadurch verursachten zeitlichen Verschiebung des Nulldurchgangs eines zweifach reflektierten Signals. Es unterscheidet sich allerdings von dem vorherigen dadurch, daß das Referenzsignal von den Impulsen der geladenen Teilchen selbst abgeleitet wird. Die Messung der Anstiegszeit der Multiplier-Signale wird auf eine Messung des Zeitintervalls zwischen der Vorderkante und dem Nulldurchgang der zweifach reflektierten Signale zurückgeführt. Da zur zeitlichen Registrierung der Vorderkante der Impulse die Einführung einer Diskriminatorschwelle unvermeidbar ist, wird eine entsprechende Diskriminatorschwelle auch für die Registrierung des Nulldurchgangs, also für den negativen Teil des Impulses eingeführt. Bei geeigneter Wahl der Diskriminatorschwellen können amplitudenabhängige Effekte in 1. Näherung unterdrückt werden. Durch eine verstellbare Verzögerung des ersten Diskriminatorimpulses kann dieser für bestimmte Anstiegszeiten der Eingangssignale mit dem zweiten Diskriminatorimpuls zur Koinzidenz gebracht werden. Weitere Einzelheiten der Methode sind in Ref. (14) zu finden.

Wegen der hohen Zählrate (Einzelzählrate ohne Koinzidenzbedingung) ermöglicht diese Methode eine bessere Einstellung und schnellere Kontrolle der Diskriminierungsbedingungen.

Die Diskriminierung hängt wiederum von der Amplitude ab. Da aber das Spektrum der geladenen Teilchen in kleine Bereiche geteilt wird und Koinzidenzen jeweils nur mit einem dieser Bereiche verlangt werden, ist der Verlust der erwünschten Teilchen oder die

Beimengung der unerwünschten Teilchen in dem zugeordneten (p, γ) - oder (α, γ) -Koinzidenzspektrum unabhängig von der γ -Pulshöhe. Dies ist insbesondere dann wichtig, wenn die relativen Intensitäten von γ -Linien verschiedener Energie (Verzweigungsverhältnisse !) gemessen werden sollen.

Ein Nachteil dieser Methode gegenüber der ersten ist der zusätzliche Aufwand an komplizierten elektronischen Geräten, die für die Durchführung der Diskriminierung notwendig sind. Abb. 2a zeigt ein Spektrum der geladenen Teilchen, aufgenommen ohne Diskriminierung mit einem 1 cm x 1 cm KI(Tl)-Kristall bei einer Neutronenenergie von 4,5 MeV. Die Protonen- und α -Gruppen, die bei dieser Neutronenenergie auftreten, sind durch Pfeile markiert.

Das Protonenspektrum, das durch die Reaktion $K^{39}(n, p)A^{39}$ entsteht, zeigt einen starken Peak (P_0), der dem Übergang zum Grundzustand in A^{39} entspricht. Außerdem sind weitere Protonengruppen ($P_3 \dots P_7$) vorhanden. Die Lage und Existenz der verschiedenen Gruppen wurden durch gesonderte (p, γ) -Koinzidenzmessungen festgestellt.

Das α -Spektrum aus der Reaktion $K^{39}(n, \alpha)Cl^{36}$ besteht hauptsächlich aus den α_0 -, α_1 - und α_2 -Gruppen, die den Übergängen zum Grundzustand bzw. zu dem ersten und zweiten angeregten Zustand in Cl^{36} entsprechen.

Das in Abb. 2b bzw. 2c gezeigte α -Teilchen- bzw. p-Spektrum wurde durch Impulsformdiskriminierung erhalten. Die Diskriminierung in dem p-Spektrum (Abb. 2c) ist bei kleinen Impulshöhen nicht vollständig.

In Abb. 7 ist wieder ein Impulshöhenspektrum mit Protonendiskriminierung dargestellt, aufgenommen bei $E_n = 7,0$ MeV. Bei dieser Einschüßenergie ist der Anregungsenergiebereich zwischen 2,49 MeV und 6 MeV in A^{39} von Interesse. Die beobachtete Struktur rührt entweder von einzelnen Niveaus oder aber von nicht aufgelösten Gruppen von Niveaus des Endkerns A^{39} her. Das letztere dürfte wahrscheinlicher sein; eine genaue Angabe der Niveau-Energien ist

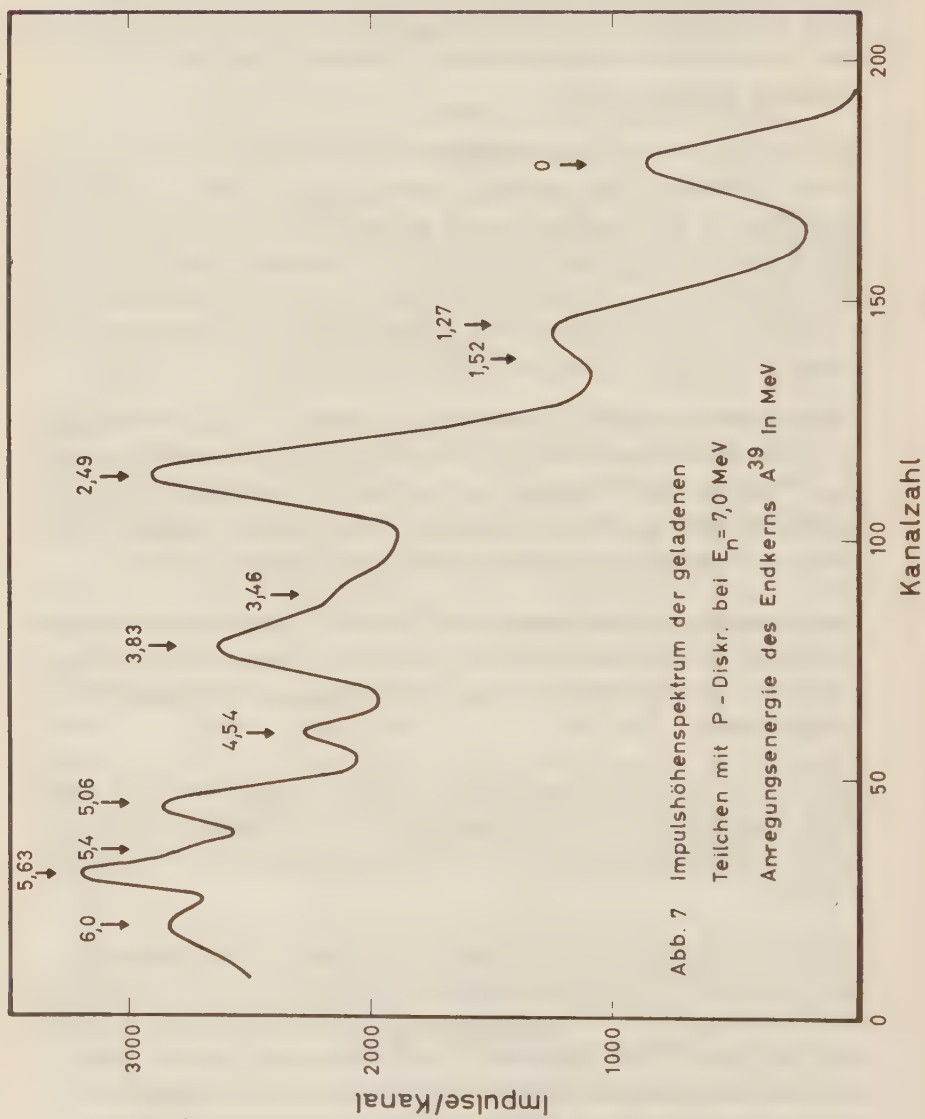


Abb. 7 Impulshöhenspektrum der geladenen

Teilchen mit P - Diskr. bei $E_n = 7,0$ MeV

Anregungsenergie des Endkerns ^{39}In in MeV

in diesem Fall nicht möglich. Die Pfeile und Zahlenangaben in Abb. 7 bezeichnen die Peaks des Pulshöhenspektrums und die den dort angenommenen "Protonengruppen" zuzuordnenden Anregungsenergien in A^{39} .

II.4 γ -Impulshöhenspektren

Die koinzidenten γ -Quanten, die in den Reaktionen $K^{39}(n,p\gamma)A^{39}$ und $K^{39}(n,\alpha\gamma)Cl^{36}$ entstehen, wurden mit einem $3" \times 3"$ NaI(Tl)-Kristall nachgewiesen. Der Kristall ist auf einem RCA 8054 Photomultiplier montiert (ein "Integral Line"-Modell von Harshaw) und hat eine Energieauflösung von 7,15 % für die 0,662 MeV γ -Linie in Cs^{137} . Bei praktischen Messungen hängt die Energieauflösung jedoch von der Meßgeometrie und der Zählrate ab.

II.4.1 Spektrumsform

Die Analyse der Koinzidenzspektren bedingt genaue Kenntnisse der Impulshöhenspektren für verschiedene γ -Energien.

Mit Hilfe radioaktiver Präparate: Cs^{137} ($E_{\gamma} = 0,662$ MeV),
 Mn^{54} ($E_{\gamma} = 0,845$ MeV), Zn^{65} ($E_{\gamma} = 1,11$ MeV),
 Na^{22} ($E_{\gamma} = 0,51$ MeV und $1,28$ MeV), Al^{28} ($E_{\gamma} = 1,78$ MeV),
 Na^{24} ($E_{\gamma} = 1,375$ MeV und $2,75$ MeV)

und durch die Kernreaktionen $N^{14}(p,p')$ ($E_{\gamma} = 2,31$ MeV) und $C^{12}(d,p)$ ($E_{\gamma} = 3,09$ MeV) wurde der interessierende Energiebereich überstrichen.

Es wurde kein wesentlicher Unterschied in der Spektrumsform zwischen Punktquellen und ausgedehnten Quellen festgestellt. Weiter war der Einfluß der γ -Streuung bzw. -Absorption in dem KI-Kristall und an der Abschirmung auf die Form der Spektren vernachlässigbar. Berücksichtigt werden mußte allerdings die Änderung der Energieauflösung mit der Zählrate.

Da die γ -Energien der in den Koinzidenzspektren auftretenden Linien im allgemeinen nicht identisch sind mit Energien der Eichpräparate, sondern dazwischen liegen, wurden die Impulshöhenverteilungen der interessierenden γ -Energien durch Interpolation

zwischen benachbarten γ -Energien mit bekannter Spektrumsform konstruiert. Um diese Konstruktion zu vereinfachen, wurden mehrere Hilfskurven mit verschiedenen Parametern der Spektren in Abhängigkeit von der γ -Energie gezeichnet, so z.B. die Energieauflösung, die relativen Zählraten an bestimmten charakteristischen Stellen, wie dem Maximum des Photopeaks, dem Minimum zwischen Photopeak und Compton-Verteilung und dem ersten Paar-Peak, sowie die relativen Pulshöhen von Photopeak, Compton-Kante und den Paar-Peaks.

Ein Beispiel für die Anwendung der so gewonnenen Spektrumsformen zur Analyse der Koinzidenzspektren ist in Abb. 20 dargestellt.

II.4.2 Zählrateneinfluß

Eine Abhängigkeit der Lage des Photopeak von der Zählrate wurde festgestellt. Die Verschiebung ist hauptsächlich eine Eigenschaft des Photomultipliers ⁽¹⁵⁾ und verursacht bei der Energieeichung mit γ -Quellen gewisse Schwierigkeiten, wie in Abschnitt III 1.3 genauer berichtet wird. Außerdem wurden bei hoher Zählrate die folgenden Effekte beobachtet:

- a) Eine Verbreiterung der auftretenden Peaks, was eine Verschlechterung der Energieauflösung bedeutet (zum Teil Pile-up Effekt).
- b) Zählratenverluste in den gemessenen Koinzidenzspektren, die außer von der Gesamtzählrate auch von der γ -Energie abhängen..

Das hatte zur Folge, daß der an sich erreichbare Neutronenfluß nicht voll ausgenutzt werden konnte. Die resultierende Koinzidenzzählrate war bei den Messungen so klein (ca. $1-10 \text{ sec}^{-1}$ bei "normalen" Koinzidenzmessungen und $0,1 \text{ sec}^{-1}$ bei Summenkoinzidenzmessungen), daß lange Meßzeiten notwendig wurden.

II.4.3 Untergrund

Der koinzidente Untergrund in den gemessenen Spektren ist durch folgende Effekte verursacht:

- a) Paarbildung koinzidenter γ -Quanten in umgebendem Material, die sich durch einen starken Photopeak bei $E_{\gamma} = 0,51 \text{ MeV}$ bemerkbar macht.
- b) Compton-Streuung koinzidenter γ -Quanten in der Abschirmung.
- c) B- γ -Koinzidenzen von Aktivitäten, die während der Messungen auftreten.
- d) $(n, n'\gamma)$ -Prozesse in den Kristallen und der Abschirmung, wobei die gestreuten Neutronen in einem Zähler und die γ -Quanten in dem anderen Zähler nachgewiesen werden.

Die Zählrate der zufälligen Koinzidenzen war bei den verwendeten Auflösungszeiten der Koinzidenzstufe ($\sim 10^{-7} \text{ sec}$) vernachlässigbar klein.

II.4.4 Stabilisierung

Die Durchführung einer Messung erforderte etwa 6 - 20 Stunden, je nach der Art der Messung. Während solcher Zeiten können Instabilitäten der elektronischen Geräte, wie etwa Schwankungen im Verstärkungsfaktor des Photomultipliers und der Verstärker, die Impulshöhenspektren stören und die Energieauflösung verschlechtern. Durch Verwendung eines Impulshöhenstabilisators ⁽¹⁶⁾ wurden diese Effekte vermieden.

Für die Stabilisierung der Impulshöhen ist eine klare Referenzlinie notwendig. Im Spektrum der geladenen Teilchen wurde der Peak, der der p_0 -Gruppe entspricht, zur Stabilisierung benutzt. Da im Fall der γ -Koinzidenzspektren kein geeigneter Peak als Referenzlinie vorhanden war, mußte man ein radioaktives Präparat verwenden.

Die Benutzung einer Quelle erforderte allerdings eine Herabsetzung des Stroms, um Störungen, die durch eine höhere Gesamtzählrate auftreten würden, zu vermeiden. Der durch die Stabilisierung gewonnene Vorteil überwiegt jedoch diesen Nachteil.

II.4.5 Die Nachweiswahrscheinlichkeit

Für die quantitative Auswertung der Meßergebnisse war es notwendig, die absolute Ansprechwahrscheinlichkeit des γ -Zählers zu bestimmen.

Die γ -Quanten, die durch die Reaktionen $K^{39}(n,p\gamma)A^{39}$ und $K^{39}(n,\alpha\gamma)Cl^{35}$ im KI(Tl)-Kristall hervorgerufen werden, durchqueren zuerst den Kristall, bevor sie in den NaI(Tl)-Kristall gelangen und dort nachgewiesen werden. Es war also wünschenswert, eine Methode zu finden, mit deren Hilfe die γ -Quanten, die zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit dienen, auf eine ähnliche Weise, (d.h. im Innern eines Kristalls) erzeugt werden, so daß hinsichtlich der Geometrie und Selbstabsorption die gleichen Verhältnisse vorliegen. Dies wurde durch Aktivierung verschiedener Kristalle gleicher Abmessungen und β - γ -Koinzidenzmessungen erreicht. Die Nachweiswahrscheinlichkeit bedeutet hier die Zahl der in dem $3" \times 3"$ NaI(Tl)-Kristall unter dem Photopeak registrierten γ -Impulse, bezogen auf die Zahl der in 4π emittierten γ -Quanten aus dem $1" \times 1"$ KI(Tl)-Kristall. Dabei wurde isotrope Emission der γ -Quanten und die bei den Messungen vorliegende Geometrie zugrunde gelegt.

II.4.5.1 Aktivierung eines $1" \times 1"$ KI(Tl)-Kristalls

Durch Bestrahlung dieses Kristalles mit 8 MeV Neutronen traten verschiedene Aktivitäten als Produkte folgender Kernreaktionen auf:

- a) $K^{41}(n,p)A^{41}$ mit einer Halbwertszeit des Endkerns von $T = 1,83$ h.
Diese Reaktion ist die wichtigste und wurde als einzige für die Messung benutzt. Der A^{41} -Kern zerfällt durch Emission eines 1,2 MeV β -Strahls; es folgt ein γ -Quant mit einer Energie von 1,29 MeV.

- b) $K^{41}(n,\alpha)Cl^{38}$ mit $T = 37,5$ min
 c) $K^{41}(n,\gamma)K^{42}$ mit $T = 12,52$ h
 d) $I^{127}(n,p)Te^{127}$ mit $T = 9,3$ h
 e) $I^{127}(n,\gamma)I^{128}$ mit $T = 25$ min

Die unter c) und d) angegebenen Aktivitäten sind schwach und vernachlässigbar.

Der KI-Kristall wurde für zwei Stunden bestrahlt. Die Zeitdauer der Bestrahlung richtete sich nach den Halbwertszeiten der erwarteten Aktivitäten. Nach der Bestrahlung wurde der Kristall auf einen Photomultiplier montiert und in die gewünschte Geometrie gebracht. Im KI-Kanal wurde der β -Aktivitätsabfall mit einem Skaler gemessen. Gleichzeitig wurden die koinzidenten γ -Quanten in dem $3'' \times 3''$ NaI(Tl)-Kristall nachgewiesen und mit Hilfe eines Impulshöhenanalysators registriert.

Da die Reaktionen im KI(Tl)-Kristall stattfinden, können die β -Teilchen, die durch die verschiedenen Aktivitäten auftreten, mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von annähernd 100 % gemessen werden.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit η_{γ} für die gemessenen γ -Quanten ergibt sich aus der Beziehung

$$\eta_{\gamma} = \frac{N_{\beta\gamma}}{f_b N_{\beta}}$$

wobei $N_{\beta\gamma}$ = Zahl der Impulse pro Zeiteinheit im Photopeak des Koinzidenzspektrums.

f_b = Bruchteil der für die Messung benutzten β -Zerfälle, bei dem das gewünschte γ -Quant emittiert wird. Diese Größe hängt im allgemeinen von der Einstellung des Diskriminators im β -Kanal ab.

N_{β} = Zahl der gemessenen β -Teilchen per Zeiteinheit im KI-Kristall vom Zerfall des A^{41} -Kerns.

Der KI(Tl)-Kristall enthält Spuren von K^{40} , das durch Emission von β -Teilchen mit einer Maximalenergie von 1,33 MeV zerfällt. Dieser Untergrund wurde vor der Aktivierung gemessen und bei der Bestimmung von N_{β} berücksichtigt. Außerdem wurden die unerwünschten I^{128} - und Cl^{38} -Aktivitäten durch Analyse der β -Zerfallskurve bestimmt und von der Gesamtzählrate abgezogen.

II.4.5.2 Aktivierung eines 1" x 1" NaI(Tl)-Kristalls

Der Kristall wurde im Reaktor PRF mit thermischen Neutronen bestrahlt. Außer der 15 h - Aktivität des Na^{24} aus der Reaktion $Na^{23}(n,\gamma)Na^{24}$ traten verhältnismäßig kurzlebige Aktivitäten, die keine Störung verursachten, auf. Die Messung und Auswertung wurden wie in 4.5.1 durchgeführt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die 1,375 MeV - und 2,75 MeV- γ -Quanten wurde für den Unterschied in der Selbstabsorption zwischen KI- und NaI-Kristallen korrigiert.

II.4.5.3 Aktivierung eines 1" x 1" $CaF_2(Eu)$ -Kristalls

a) Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für $E_{\gamma} = 0,51$ MeV

Für diesen Zweck wurde der Kristall am 1,3 MeV-Kaskadengenerator mit 14 MeV-Neutronen für 15 min bestrahlt. Die durch die Reaktion $F^{19}(n,2n)F^{18}$ entstehende F^{18} -Aktivität tritt mit weitaus stärkster Zählrate auf. F^{18} zerfällt durch β^+ -Emission ($T = 112$ min) mit einer Maximalenergie von 0,65 MeV. Für jedes β^+ -Teilchen werden zwei Vernichtungsquanten von je 0,51 MeV emittiert. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die verhältnismäßig niederenergetischen β^+ -Teilchen den Kristall vor ihrer Zerstrahlung verlassen, ist klein.

Durch Messung des Aktivitätsabfalls im CaF_2 -Kristall und der β - γ -Koinzidenzen mit dem NaI(Tl)-Kristall wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit für $E_{\gamma} = 0,51$ MeV bestimmt. Der Unterschied in der Selbstabsorption zwischen den beiden Kristallen KI(Tl) und $CaF_2(Eu)$ wurde berücksichtigt.

b) Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für

$$E = 1,29 \text{ MeV und } E = 1,53 \text{ MeV}$$

Hier wurde der $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ -Kristall mit 8 MeV-Neutronen am 5,5 MeV Van de Graaff-Beschleuniger für zwei Stunden aktiviert. Wichtig waren die folgenden Reaktionen:

- 1) $\text{Ca}^{44}(\text{n}, \alpha)\text{A}^{41}$ ($T(\text{A}^{41}) = 110 \text{ min}$; $E_\gamma = 1,29 \text{ MeV}$)
- 2) $\text{Ca}^{42}(\text{n}, \text{p})\text{K}^{42}$ ($T(\text{K}^{42}) = 12,52 \text{ h}$; $E_\gamma = 1,53 \text{ MeV}$)

Die Störaktivitäten, die durch die Bestrahlung zustande kamen und berücksichtigt werden mußten, sind:

$$\begin{aligned} & \text{Ca}^{44}(\text{n}, \text{p})\text{K}^{44} \quad (T(\text{K}^{44}) = 20 \text{ min}) \\ \text{und} \quad & \text{Ca}^{43}(\text{n}, \text{p})\text{K}^{43} \quad (T(\text{K}^{43}) = 22 \text{ h}) \end{aligned}$$

Vernachlässigbar waren dagegen die kurzlebigen Aktivitäten, die durch die Reaktionen mit F^{19} entstanden (T im Sekundenbereich).

Die Durchführung der Messung erfolgte wie in 4.5.1. Bei der Auswertung traten folgende Probleme auf:

- 1) Die Analyse der Zerfallskurve nach den verschiedenen Halbwertszeiten.
- 2) Die richtige Berücksichtigung des Untergrundes in den komplexen β - γ -Impulshöhen-Koinzidenzspektren.
- 3) Die Korrektur für die Selbstabsorption.

II.4.5.4 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für $E = 0,845 \text{ MeV}$

Da in dem Energiebereich zwischen 0,51 MeV und 1,29 MeV, wo die Nachweiswahrscheinlichkeit sich stark mit der Energie ändert, keine meßbaren γ -Quanten durch Bestrahlung der vorhandenen Kristalle entstehen, mußte ein anderes Verfahren angewandt werden. Es bot sich an eine γ - γ -Koinzidenzmessung beim Zerfall des Kerns Mn^{56} , der durch die Reaktion $\text{Fe}^{56}(\text{n}, \text{p})\text{Mn}^{56}$ erzeugt werden konnte. Beim β -Zerfall von Mn^{56} entstehen mehrere angeregte Niveaus von Fe^{56} , die vorwiegend über das 0,845 MeV-Niveau zerfallen (Abb. 8).

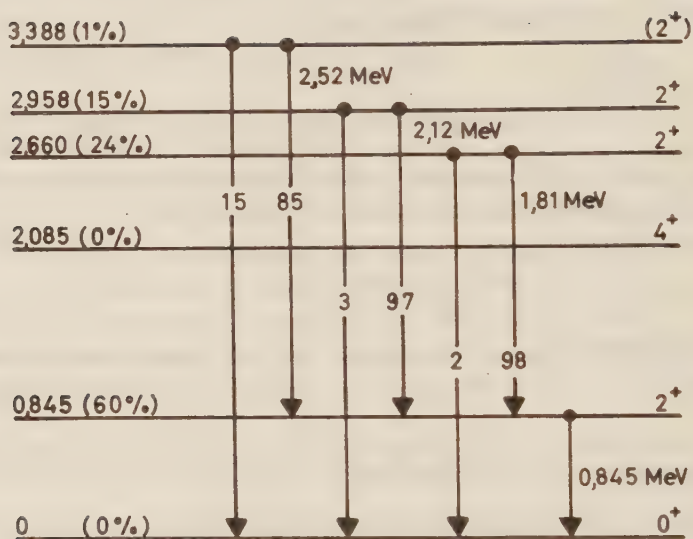


Abb. 8 γ - Übergänge in Fe^{56} beim
 β - Zerfall von Mn^{56}

Neben den Energien der Niveaus sind in Klammern die relativen Häufigkeiten angegeben, mit denen die Niveaus beim β -Zerfall von Mn^{56} entstehen.

Eine Eisenscheibe von 2,5 cm Durchmesser und 5 mm Dicke wurde mit 14 MeV-Neutronen bestrahlt. Für die Messung wurde die aktivierte Eisenprobe zwischen zwei 3" x 3" NaI(Tl)-Kristalle gebracht. In dem einen Meßkanal wurden die Diskriminatoren der Registriergeräte so eingestellt, daß nur Impulse entsprechend γ -Energien zwischen $\sim 1,2$ MeV und 2,6 MeV mit Hilfe eines Skalers registriert wurden. In dem anderen NaI(Tl)-Kristall wurden nun die koinzidenten 0,845 MeV γ -Quanten nachgewiesen und das entsprechende Impulshöhenspektrum mit einem P.H. Analysator aufgenommen. Um mögliche Einflüsse von Winkelkorrelationen zu erfassen, wurde die Messung in zwei verschiedenen Geometrien durchgeführt. Es wurde jedoch kein meßbarer Unterschied festgestellt.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des 3" x 3" NaI(Tl)-Kristalls für das 0,845 MeV γ -Quant ergibt sich aus dem Verhältnis der gesamten Zählrate in dem einen Kanal zu der Zahl der Impulse in dem 0,845 MeV-Photopeak des Koinzidenzspektrums.

Für die Selbstabsorption in der Eisenprobe einerseits und in dem KI-Kristall andererseits wurde korrigiert.

II.4.5.5 Die Nachweiswahrscheinlichkeit für $E_\gamma = 1,46$ MeV

γ -Quanten mit einer Energie von 1,46 MeV werden im KI(Tl)-Kristall selbst durch den Zerfall von K^{40} (natürliche Häufigkeit 0,0118 %) erzeugt. Da durch diesen Zerfall 3,44 γ -Quanten pro Gramm Kalium und sec entstehen ⁽¹⁷⁾, kann man aus dem Gewicht des 1" x 1" KI(Tl)-Kristalls die enthaltene Kaliummenge ausrechnen und dadurch die Quellstärke bestimmen. Nun wurde eine direkte Messung des 1,46 MeV γ -Strahls mit dem 3" x 3" NaI(Tl)-Kristall in der gewünschten Geometrie unternommen. Da der NaI(Tl)-Kristall und der Photomultiplier Spuren von K^{40} enthalten, war es notwendig, eine zweite Messung ohne den KI-Kristall durchzuführen, um für diesen Untergrund korrigieren zu können.

Durch Differenzbildung und Zählung der Impulse in dem 1,46 MeV-Photopeak wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit η_{γ} des 3" x 3" NaI(Tl)-Kristalls für diese γ -Linie mit Hilfe der einfachen Formel

$$\eta_{\gamma} = \frac{\text{Pulszahl im 1,46 MeV-Photopeak}}{\text{Quellstärke}}$$

bestimmt.

Abb. 9 zeigt die Ergebnisse der Nachweiswahrscheinlichkeitsmessung in Abhängigkeit von den Energien der γ -Quanten. Die Ungenauigkeit beträgt etwa $\pm 10 \%$ außer bei $E_{\gamma} = 0,845$ MeV, wo die Ungenauigkeit auf $\pm 15 \%$ abgeschätzt wurde.

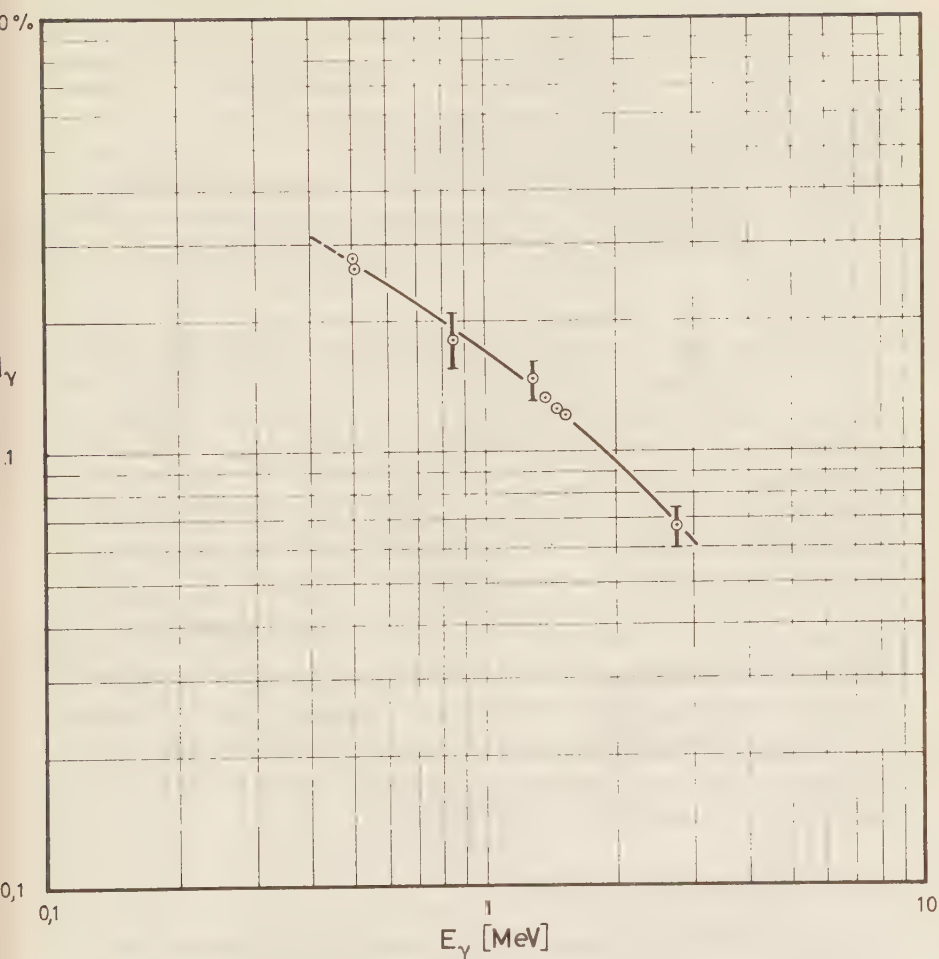


Abb. 9 Photopeak - Ansprechwahrscheinlichkeit des 3" x 3" NaI(Tl) - Kristalls in der Messgeometrie korrigiert für Selbstabsorption in KI(Tl)

III. Die Messungen

III.1 Die "normale" Geometrie

III.1.1 Meßanordnung und Abschirmung (Abb. 10)

Ein 1" x 1" KI(Tl)-Kristall wurde in einer Entfernung von 54 cm vom Gastarget aufgestellt. Zur Registrierung der γ -Quanten diente ein 3" x 3" NaI(Tl)-Kristall. Der Abstand zwischen beiden Kristallen betrug 2,7 cm.

Der NaI(Tl)-Kristall war gegen die Neutronen und γ -Quanten aus dem Gastarget durch insgesamt 45 cm Eisen, Blei und Li_2CO_3 abgeschirmt, (10 cm Fe, 30 cm Pb und 5 cm Li_2CO_3). Diese Dicken der verschiedenen Materialien waren das Ergebnis mehrerer Experimente und zeigten sich als günstig und notwendig.

Eine andere kombinierte Abschirmung aus Eisen, Paraffin, Cadmium und Blei erwies sich als ungeeignet.

Die Ausgangsimpulse der beiden Photomultiplier wurden über Kathodenfolger in DD2 Verstärker ⁽¹⁸⁾ und eine Fast-Slow-Koinzidenzstufe ⁽¹³⁾ mit einer Auflösungszeit $2\tau \approx 0,2 \mu\text{sec}$ eingespeist. Ein Einkanal-diskriminator griff einen Teil aus dem Spektrum der geladenen Teilchen heraus, und die koinzidenten γ -Quanten wurden in einem 400-Kanal-Impulshöhen-Analysator registriert.

III.1.2 Durchführung einer Messung

Bei einer bestimmten Neutronenenergie wurden die Protonen- und α -Teilchen-Impulse verstärkt und mit dem Vielkanal-Analysator registriert. Die Protonengruppen wurden mit Hilfe von Abb. 4 grob identifiziert und die gewünschten Fenster danach eingestellt, wie in Abschnitt II.2 bereits erwähnt wurde.

Die Registrierung der γ -Impulse in dem Vielkanal-Analysator erfolgte nur bei Koinzidenz mit den Protonen- und α -Ereignissen, deren Pulshöhen in dem ausgesuchten Fenster lagen.

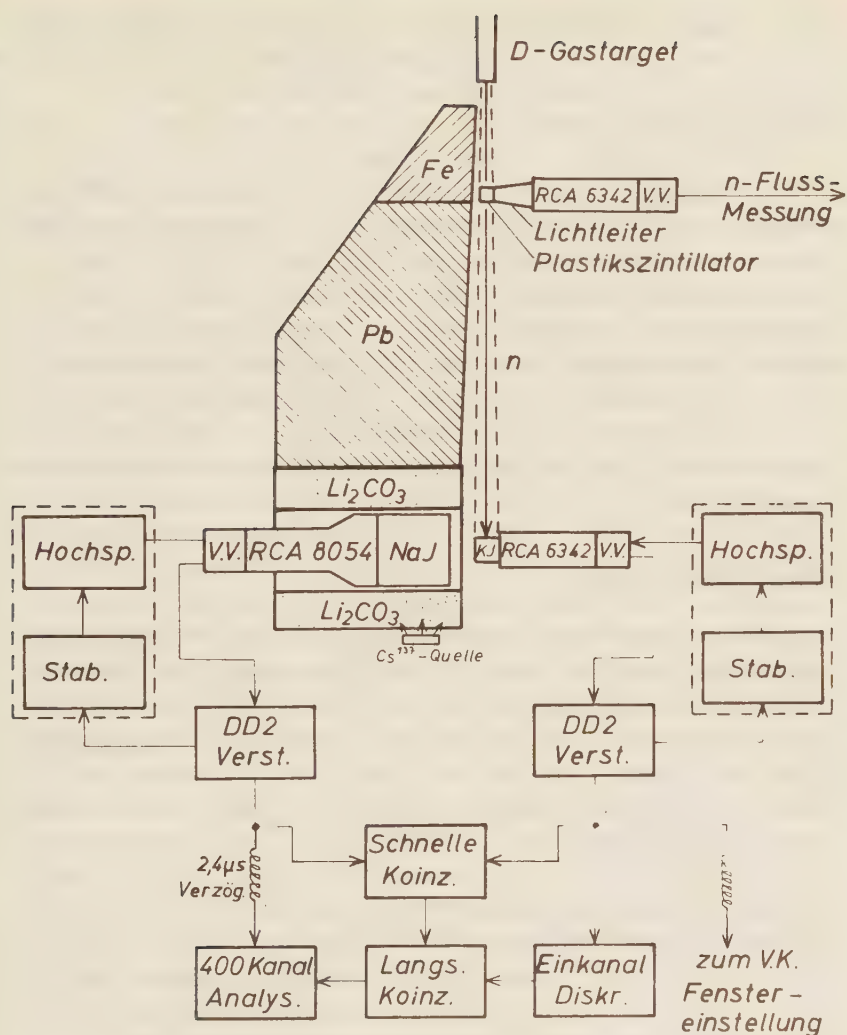


Abb. 10

Blockschaltbild der Elektronik und Versuchsaufbau zur Messung der $(n, p\gamma)$ und $(n, \alpha\gamma)$ Koinzidenzspektren.

Abb. 3 zeigt ein Impulshöhenspektrum der geladenen Teilchen, aufgenommen bei $E = 5,40$ MeV. Energieniveaus bis 2,75 MeV - Anregungsenergie in $A^{39}\text{n}$ (mit Pfeil angedeutet) wurden mit Hilfe dieses Spektrums untersucht.

Da die Energieauflösung des KI(Tl)-Kristalls keine vollständige Trennung der benachbarten Protonen- und der überlappenden α -Gruppen zuläßt, war es nicht möglich, eine bestimmte p- oder α -Gruppe allein in einem Fenster herauszugreifen. Die Erfahrungen haben gezeigt, daß mit kleinen Fenstern im allgemeinen bessere Ergebnisse zu erhalten sind, weil die resultierenden Koinzidenzspektren einfacher zu analysieren sind. Es war allerdings nicht sinnvoll, mit beliebig kleinen Fenstern zu arbeiten, da in der Praxis die Auflösung des KI-Zählers und die verfügbare Meßzeit berücksichtigt werden mußte.

III.1.3 Energieeichung

Eine direkte Energieeichung des γ -Zählers mit radioaktiven Präparaten war nicht möglich. Außer dem bereits besprochenen Zählrateneffekt trat, als Eigenschaft der elektronischen Geräte, eine Nullpunktsverschiebung zwischen Spektren, die mit und ohne Koinzidenz aufgenommen wurden, auf. Um eine Verfälschung der Messungen durch diese Verschiebung zu vermeiden, wurden Eichlinien durch zufällige Koinzidenzen erzeugt.

Mit einer Cs^{137} -Quelle und durch die Reaktion $\text{Al}(n,n'\gamma)$ an einem Al-Ring wurden starke Linien mit Energien $E_\gamma = 0,662$ MeV, 1,013 MeV und 2,21 MeV erzeugt und für die Eichung des Zählers im Energiebereich unter $E_\gamma = 2,3$ MeV benutzt. Die Strahlintensität und die Auflösungszeit der Koinzidenzstufe wurden so eingestellt, daß diese Linien durch zufällige Koinzidenzen mit ähnlichen Intensitäten auftraten wie die untersuchten Linien. Die Cs-Quelle, der Al-Ring und der KI-Kristall waren so aufgebaut, daß sie sich hinsichtlich des NaI-Zählers in geometrisch äquivalenten Positionen befanden; dies stellte sich als wichtig für eine zuverlässige Energieeichung heraus.

Die experimentelle Anordnung und das Impulshöhenspektrum sind in Abb. 11 bzw. Abb. 12 dargestellt.

Für die Eichung höherer Energien als ungefähr 2,3 MeV wurden die 2,75 MeV γ -Linie von einem Na^{24} -Präparat und die 4,43 MeV γ -Linie von einer Pu-Be-Quelle neben den mit der oben beschriebenen Eichung bestimmten γ -Linien von A^{39} benutzt. Allerdings war es in diesem Fall nicht möglich, die zufälligen und echten Koinzidenzen in ungefähr gleicher Intensität und ohne gegenseitige Störungen zu erzeugen. Es wurden daher zur gleichen Zeit getrennte Messungen für die zufälligen und echten Koinzidenzen durchgeführt. Die Messung läuft folgendermaßen:

Wie in III.1.2 beschrieben, wurde ein Koinzidenzspektrum mit geeigneter Fenstereinstellung in den ersten 200 Kanälen des 400-Kanal-Analysators aufgenommen (Abb. 13). Gleichzeitig wurde in den Kanälen 200-400 das Spektrum der zufälligen Koinzidenzen aufgenommen. Um dies zu erreichen, wurde das Gate-Öffnungssignal für die zweite Hälfte des Vielkanal-Analysators geeignet verzögert. Da die beiden Analysatorhälften in der Verstärkung und im Impulshöhen-Nullpunkt gleich eingestellt waren, konnte man die zwei Spektren vergleichen.

Abb. 14a zeigt das zufällige Koinzidenzspektrum, das zur Energiebestimmung des 3,09 MeV Niveaus in A^{39} aufgenommen wurde. Das entsprechende Spektrum der echten Koinzidenzen ist in Abb. 14b zu sehen. Für die Messung höherer Energien als 3,09 MeV wurden γ -Linien, die in den Spektren selbst auftraten und deren Energien schon bekannt waren, benutzt.

III.1.4 Wirkungsquerschnitte

Die Messung der absoluten Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $\text{K}^{39}(\text{n},\text{p})\text{A}^{39}$ und $\text{K}^{39}(\text{n},\alpha)\text{Cl}^{36}$ durch Beschuß eines KI(Tl)-Kristalls mit schnellen Neutronen und Analyse der Impulshöhenspektren der geladenen Teilchen ⁽²⁾; ⁽¹⁹⁾ wird durch die relativ schlechte Energieauflösung des KI(Tl)-Kristalls und die Überlappung der Spektren der Protonen und α -Teilchen erschwert. Es gelingt mit

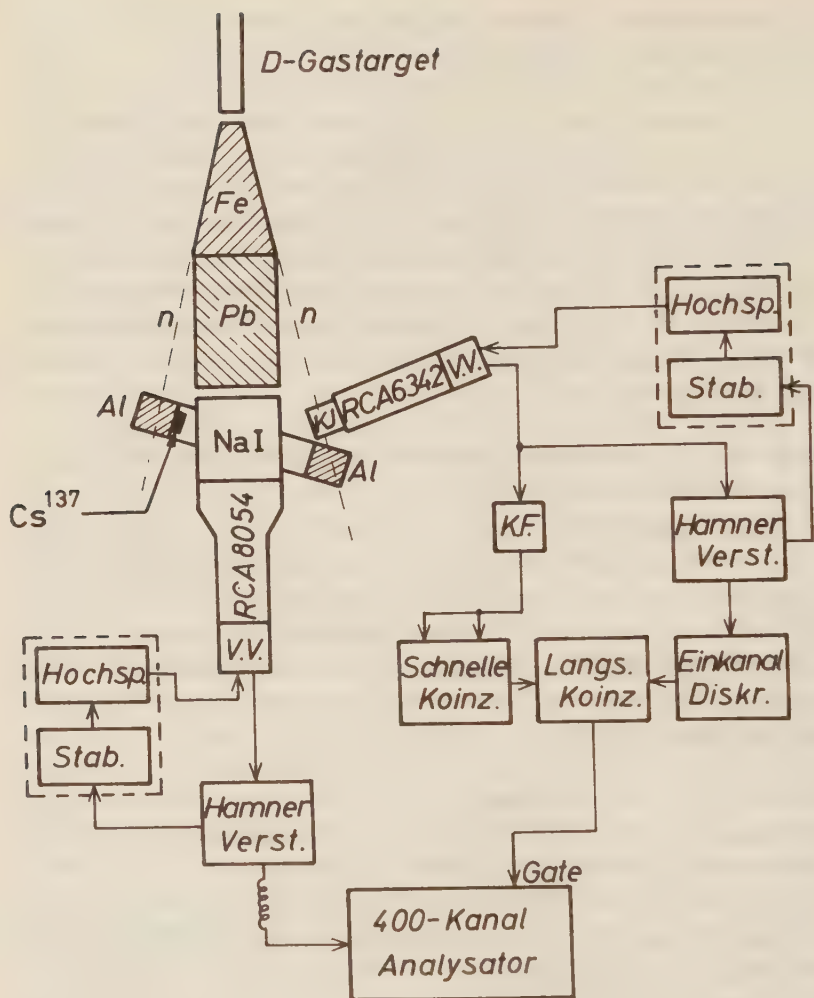


Abb. 11 Blockschaltbild der Elektronik und Versuchsaufbau zur γ -Energiesmessung unter 2 MeV

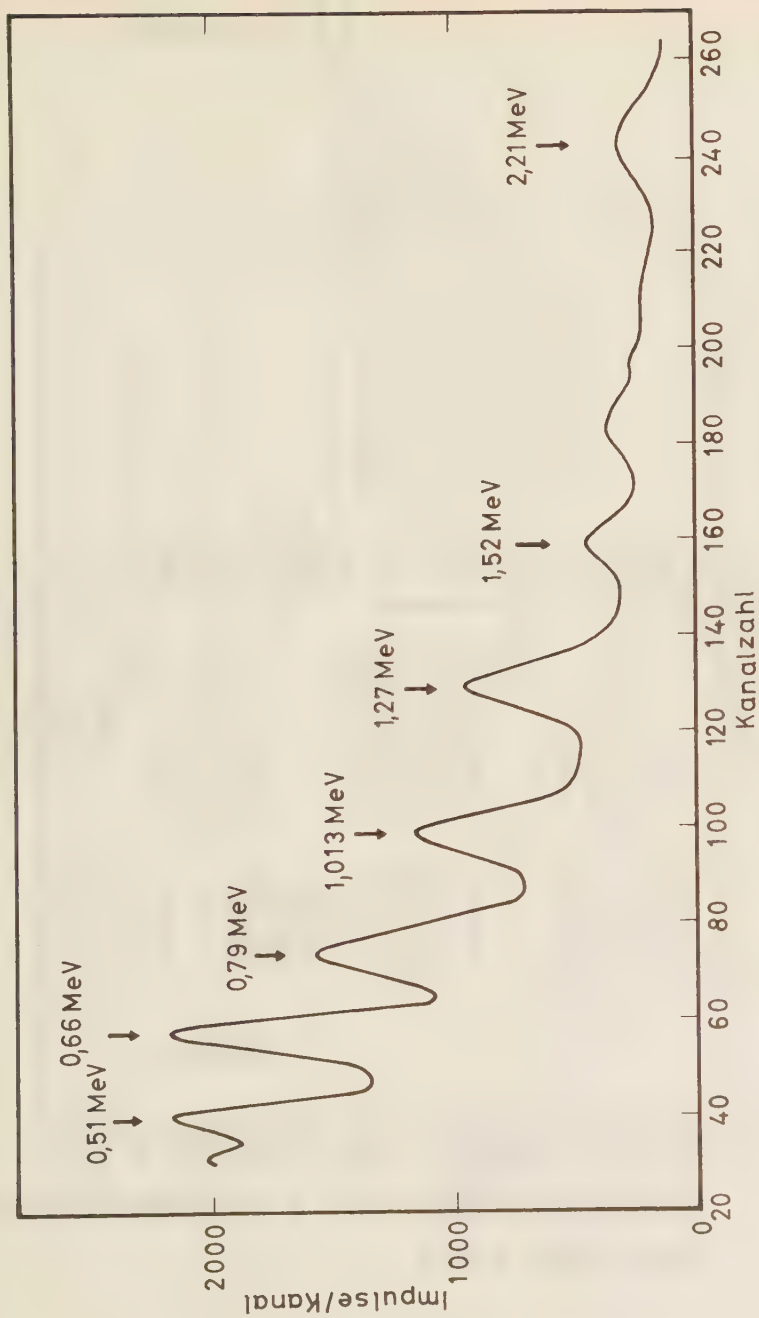
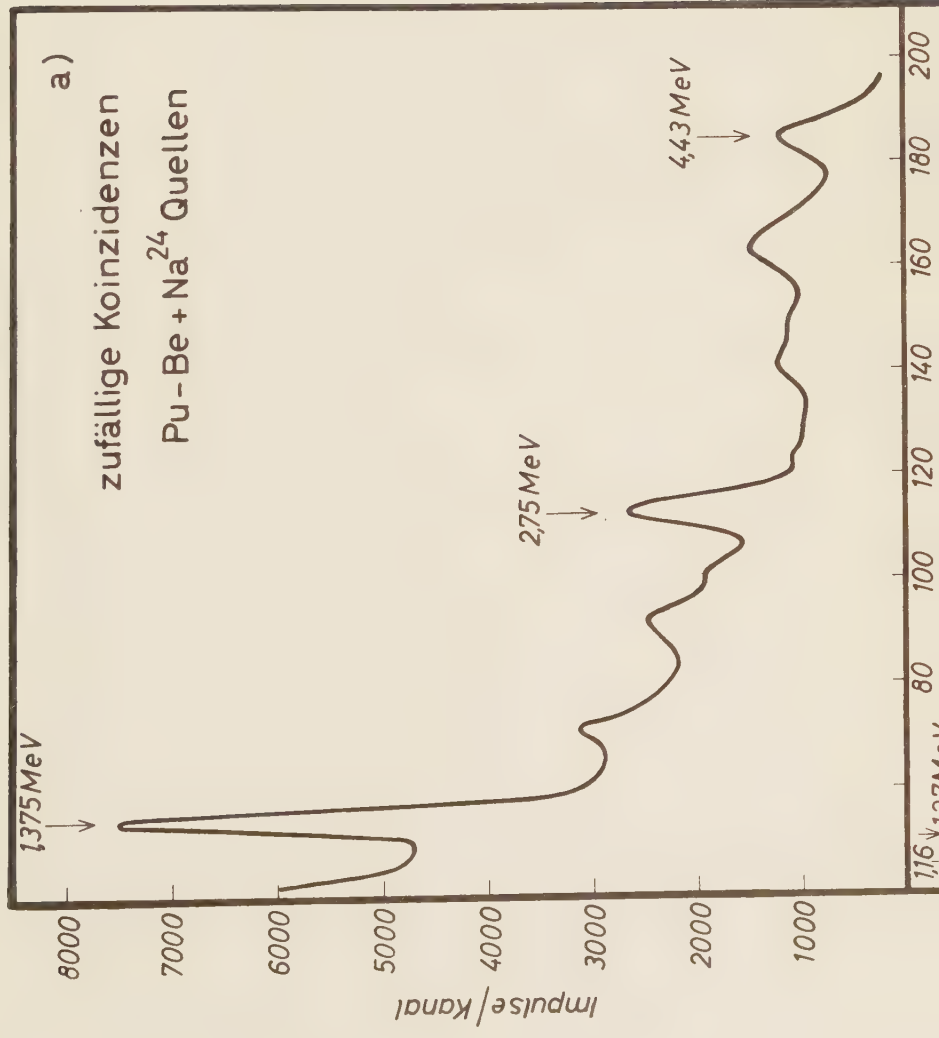
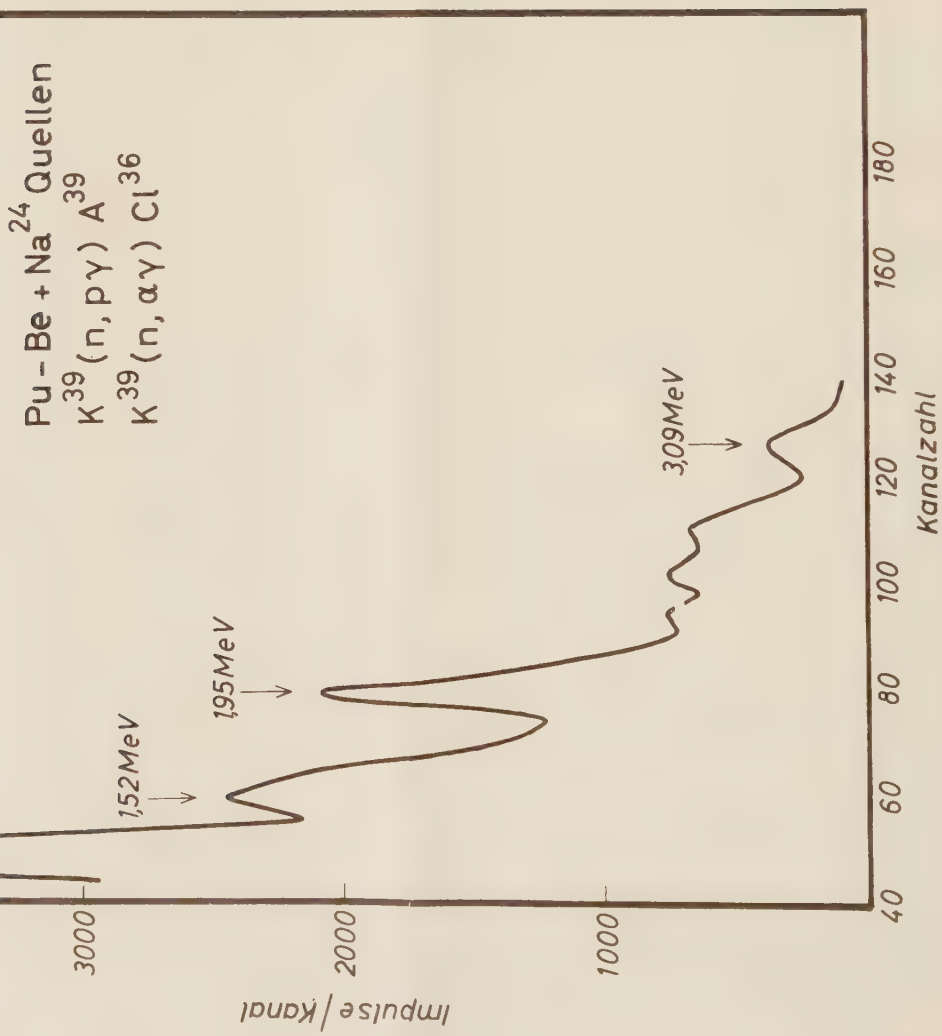


Abb. 12 Echte und zufällige Koinzidenzen von Cs^{137} , $\text{Al}^{27} (n, n' \gamma) \text{A}^{27}$,
 $\text{K}^{39} (n, p \gamma) \text{A}^{39}$ und $\text{K}^{39} (n, \alpha \gamma) \text{Cl}^{36}$

Abb. 14





dieser einfachen Methode nur die Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts der aufgelösten P_0 -Gruppe ⁽²⁾, die der Entstehung des A^{39} -Kerns im Grundzustand entspricht.

Die Schwierigkeit der Messung absoluter Wirkungsquerschnitte höherer Gruppen wurde durch Verwendung der (p,γ) - und (α,γ) -Koinzidenztechnik überwunden. Über die Grundzüge des Verfahrens ist in III.1.1 und III.1.2 berichtet worden.

Die Lage und Breite des Fensters im KI-Kanal muß genau auf die gewünschte Gruppe eingestellt werden, um eine Verfälschung der gemessenen Koinzidenzspektren durch Kaskadenzerfall höherer Anregungszustände in Koinzidenzen mit anderen Gruppen zu vermeiden. Besonders bei höheren Neutronenenergien mußte man deshalb mit so kleinen Fenstern arbeiten, daß nur ein Teil der betrachteten Gruppen erfaßt wurde. Dies mußte bei der Auswertung der Messungen berücksichtigt werden.

Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $K^{39}(n,p_{1,2,3})A^{39}$ und $K^{39}(n,\alpha_1)Cl^{36}$, die zu den drei ersten angeregten Zuständen in A^{39} bzw. dem ersten angeregten Zustand in Cl^{36} führen, wurden im Neutronenenergiebereich 4 - 8 MeV gemessen. Außerdem wurde die Messung des Wirkungsquerschnitts für die p_0 -Gruppe in demselben Energiebereich durch direkte Messung wiederholt ⁽²⁾.

Für die Auswertung der Ergebnisse waren die folgenden ergänzenden Messungen notwendig:

- 1) Die gleichzeitige Messung des Neutronenflusses; darüber wurde in II.1 berichtet.
- 2) Die Bestimmung der absoluten Ansprechwahrscheinlichkeit des 3" x 3" NaI(Tl)-Kristalls für 0,79 MeV-; 1,27 MeV-; 1,52 MeV- und 2,10 MeV γ -Quanten. Darüber wurde in II.4.5 berichtet.
- 3) Die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse der γ -Quanten in dem Zerfall der 1,52 MeV- und 2,10 MeV-Energieniveaus.

- 4) Da nur γ -Quanten, die unter Winkeln zwischen 60° und 120° gegen die Neutroneneinfallsrichtung emittiert wurden, mit dem NaI(Tl)-Kristall nachgewiesen wurden, waren Kenntnisse der γ -Winkelverteilung notwendig. Solche Messungen wurden unternommen und werden in dem nächsten Abschnitt (III.2) beschrieben.

Die Ergebnisse der Wirkungsquerschnittsmessungen und die angewandten Korrekturen werden in Abschnitt IV.4. angegeben.

III.2 Winkelverteilung

Wie schon erwähnt wurde, sind Messungen der Winkelverteilung einiger γ -Quanten für die Auswertung der Wirkungsquerschnittsmessungen notwendig. Außerdem können solche Daten an sich von Interesse sein, zum Beispiel für die Untersuchung des Reaktionsmechanismus oder spektroskopischer Daten.

Der 1" x 1" KI(Tl)-Kristall wurde mit vertikaler Achse im Zentrum eines Drehschlittens aufgestellt und der Neutronenstrahlung ausgesetzt. Der 3" x 3" NaI(Tl)-Kristall konnte mit Hilfe des Drehschlittens so bewegt werden, daß die Verbindungslinie zwischen dem Zähler und der Neutroneneinfallsrichtung Winkel zwischen 20° und 110° einschloß. Der Abstand zwischen dem KI-Kristall und dem 3" x 3" NaI(Tl)-Kristall betrug ca. 20 cm (Abb. 15). Dieser Abstand war durch die gewünschte Winkelauflösung (ca. 20°) und die Notwendigkeit, den NaI-Szintillationszähler gegen das Gastarget in dem untersuchten Winkelbereich abzuschirmen, bedingt.

Die Winkelverteilung wurde in dem Winkelbereich 20° - 110° gemessen. Messungen in der Rückwärtsrichtung waren wegen der erwarteten Symmetrie zu 90° nicht notwendig. Aus Intensitätsgründen kamen nur Messungen der 0,79 MeV-; 1,27 MeV- und 1,52 MeV- γ -Übergänge in Frage, die durch den Zerfall des ersten angeregten Niveaus in Cl^{36} bzw. des ersten und zweiten angeregten Niveaus in A^{39} zum Grundzustand entstehen. Da die verfügbare Meßzeit begrenzt war, wurde die Messung der Winkelverteilung nur bei einer Neutronenenergie von 5,40 MeV durchgeführt.

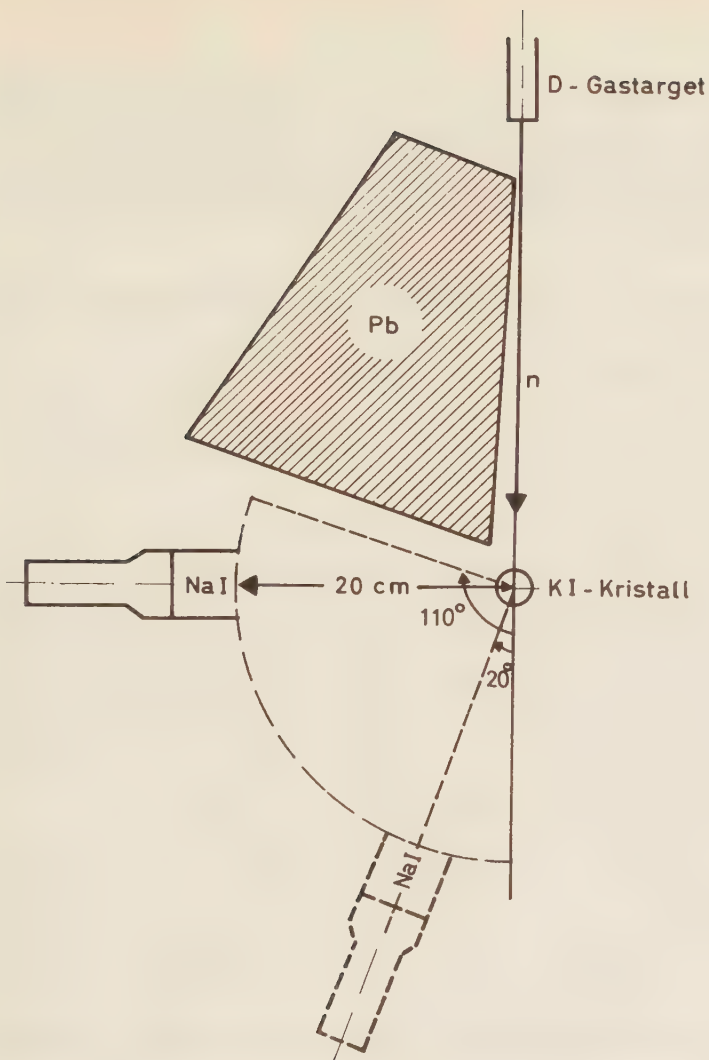


Abb. 15 Versuchsanordnung zur Messung der γ - Winkelverteilung

Die elektronischen Geräte und die Meßtechnik waren die gleichen wie bei den "normalen" ($p\gamma$)- und ($\alpha\gamma$)-Koinzidenzmessungen. Die Messungen der 1,27 MeV- und 1,52 MeV- γ -Übergänge zeigen eine in erster Näherung isotrope Verteilung, wie in Abb. 16a und 16b zu sehen ist.

Die Messung des 0,79 MeV γ -Quants zeigt eine Verteilung der Form

$$\frac{W(\theta)}{W(90)} = 1 + (0,25 \pm 0,08) \cos^2 \theta$$

Der Winkel θ ist auf die Richtung des Neutronenstrahls bezogen. Abb. 17 stellt diese Verteilung dar.

Da die Messung des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $K^{39}(n, \alpha_1)Cl^{36}$ unter $90^\circ (\pm 30^\circ)$ durchgeführt wurde, war es notwendig, eine Korrektur für die Abweichung von der isotropen Verteilung vorzunehmen. Weil die Definition der γ -Nachweiswahrscheinlichkeit η_γ eine isotrope Verteilung der γ -Quanten aus dem KI-Kristall zugrunde legt (Abschnitt II.4.5) läuft dies auf eine Korrektur von η_γ hinaus. Man erhält

$$\frac{\eta_{\text{korrigiert}}}{\eta_{\text{isotrop}}} = \frac{\int_{\text{Zähler}} F(\theta) d\Omega}{\int_{\text{Zähler}} d\Omega} \cdot \frac{4\pi}{\int_{4\pi} F(\theta) d\Omega}$$

Setzt man

$$F(\theta) = 1 + b \cos^2 \theta$$

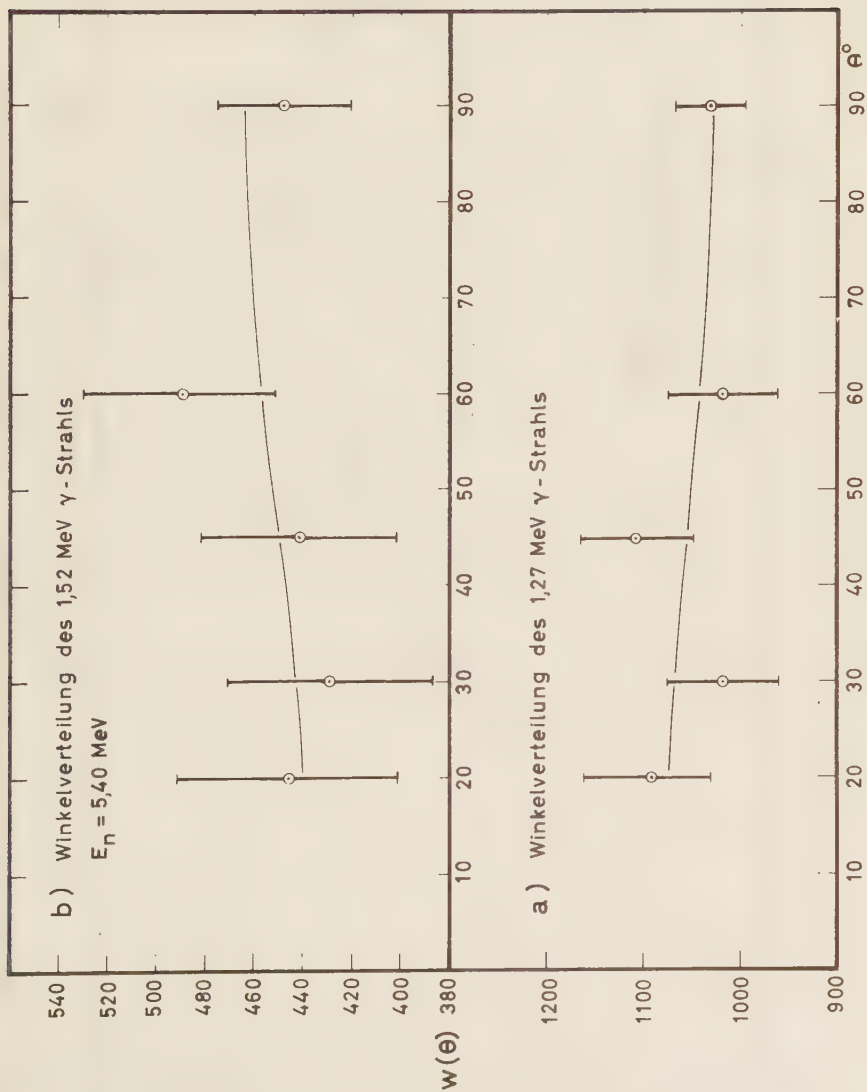
so erhält man nach Durchführung der Integration für den Korrekturfaktor:

$$\frac{\eta_{\text{korrigiert}}}{\eta_{\text{isotrop}}} = \frac{1 + \frac{1}{3} b \sin^2 \alpha}{1 + \frac{1}{3} b} = 6 \%$$

wobei $b = 0,25$

und $\alpha \approx 30^\circ$ der halbe Öffnungswinkel des γ -Zählers ist.

Abb. 16



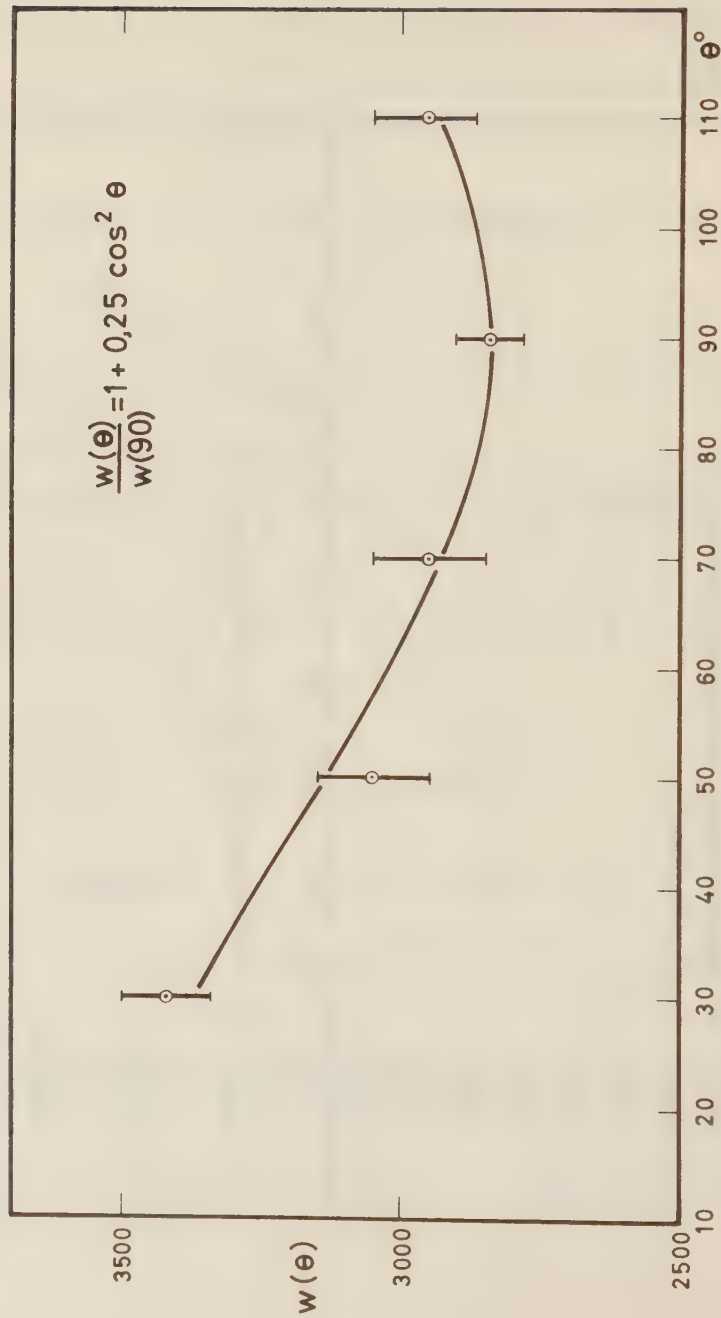


Abb. 17 Winkelverteilung des 0,79 MeV γ - Strahls. $E_n = 5,40$ MeV

III.3 Summenkoinzidenz-Messungen

Ein anderes Verfahren für die Messung der γ -Übergänge in A^{39} ist die Summenkoinzidenzmethode, die von Hoogenboom ⁽²⁰⁾ entwickelt worden ist.

III.3.1 Das Prinzip

Ein angeregtes Niveau kann im allgemeinen durch verschiedene Kaskaden in den Grundzustand übergehen. Das Prinzip der Methode ⁽²⁰⁾ beruht auf der Tatsache, daß die gesamte Energie aller Zweierkaskaden, die von demselben Niveau zum Grundzustand führen, die gleiche ist. Die zwei γ -Quanten, die zu einer Kaskade gehören, werden mit zwei NaI(Tl)-Kristallen in Koinzidenz nachgewiesen. Wenn beide Zähler die gleiche Energieeichung haben, dann ist die Summe der Ausgangsimpulse der Summe der absorbierten Energien in den beiden Kristallen in guter Näherung proportional. Sondert man solche Ereignisse aus, bei denen beide γ -Quanten völlig absorbiert werden, dann entspricht die Summe der Impulshöhen der Anregungsenergie des untersuchten Niveaus. Die Einzelspektren bestehen in diesem Fall nur aus einfachen Linien, da die Compton-Kontinua unterdrückt werden.

Die Impulshöhen am Ausgang der beiden NaI-Kristalle werden summiert. Mit Hilfe eines Einkanaldiskriminators wird im Summenspektrum ein Fenster herausgegriffen, das dem untersuchten Niveau entspricht. Das Spektrum von einem der beiden Kristalle wird in Koinzidenz registriert.

In der vorliegenden Arbeit wurde das Verfahren durch folgende Zusatzbedingungen erweitert:

- a) Schnelle Dreifach-Koinzidenz zwischen den beiden γ -Zählern und dem Detektor der geladenen Teilchen.
- b) Fenstereinstellung im Spektrum der geladenen Teilchen mit Hilfe eines weiteren Einkanaldiskriminators.
- c) Impulsformdiskriminierung zur Unterscheidung zwischen Protonen- und α -Ereignissen, soweit erforderlich.

Das Summenkoinzidenzspektrum enthält nur die "Full-Energy-Peaks" der γ -Quanten, die zu den untersuchten Kaskaden gehören, was eine Vereinfachung der Spektren bedeutet.

III.3.2 Beschreibung der Meßanordnung

Als Target und Detektor für die geladenen Teilchen wurde ein 1,5" x 1,5" KI(Tl)-Kristall benutzt. Die Impulse wurden in einen DD2 Verstärker eingespeist. Der Einkanaldiskriminator (1) Abb. 18 greift einen Teil des Spektrums der geladenen Teilchen heraus. Mit Hilfe zweier 3" x 3" NaI(Tl)-Kristalle, die gegen das Gastarget abgeschirmt sind, wurden die koinzidenten γ -Quanten nachgewiesen. Beide γ -Zähler waren stabilisiert, da die Meßzeit für ein Spektrum etwa 20 Stunden betrug. Die Impulse von den γ -Zählern wurden ebenfalls mit DD2 Verstärkern verstärkt und dann zusammen mit den Protonen-Impulsen in eine schnelle Koinzidenzstufe gegeben. Durch Variierung der Hochspannung oder der Verstärkung wurden die Ausgangsimpulse der beiden γ -Zähler auf gleiche Höhe gebracht. Weiter wurden die γ -Impulse einer Summenstufe zugeführt. Mit dem Einkanaldiskriminator (2) wurde ein Fenster auf das Summenspektrum der γ -Quanten gesetzt. Das Fenster war so gewählt, daß es dem untersuchten Energieniveau entsprach.

Die Ausgangssignale der schnellen Koinzidenzstufe und der Diskriminatoren (1) und (2) wurden in den Eingang einer langsamen Koinzidenzstufe gegeben, deren Ausgang als Gate-Signal für den 800-Kanal-Analysator diente. Dieser Impulshöhenanalysator gestattete eine gleichzeitige Aufnahme zweier Summenkoinzidenzspektren für verschiedene Summenfenstereinstellungen.

III.3.3 Durchführung einer Messung

III.3.3.1 Eichung und Einstellung des Summenfensters

Eine Eichung des Summenkanals muß durchgeführt werden, um das zugehörige Fenster einstellen zu können. Zu diesem Zweck wurden Co^{60} -, Na^{22} - und Na^{24} -Präparate benutzt.

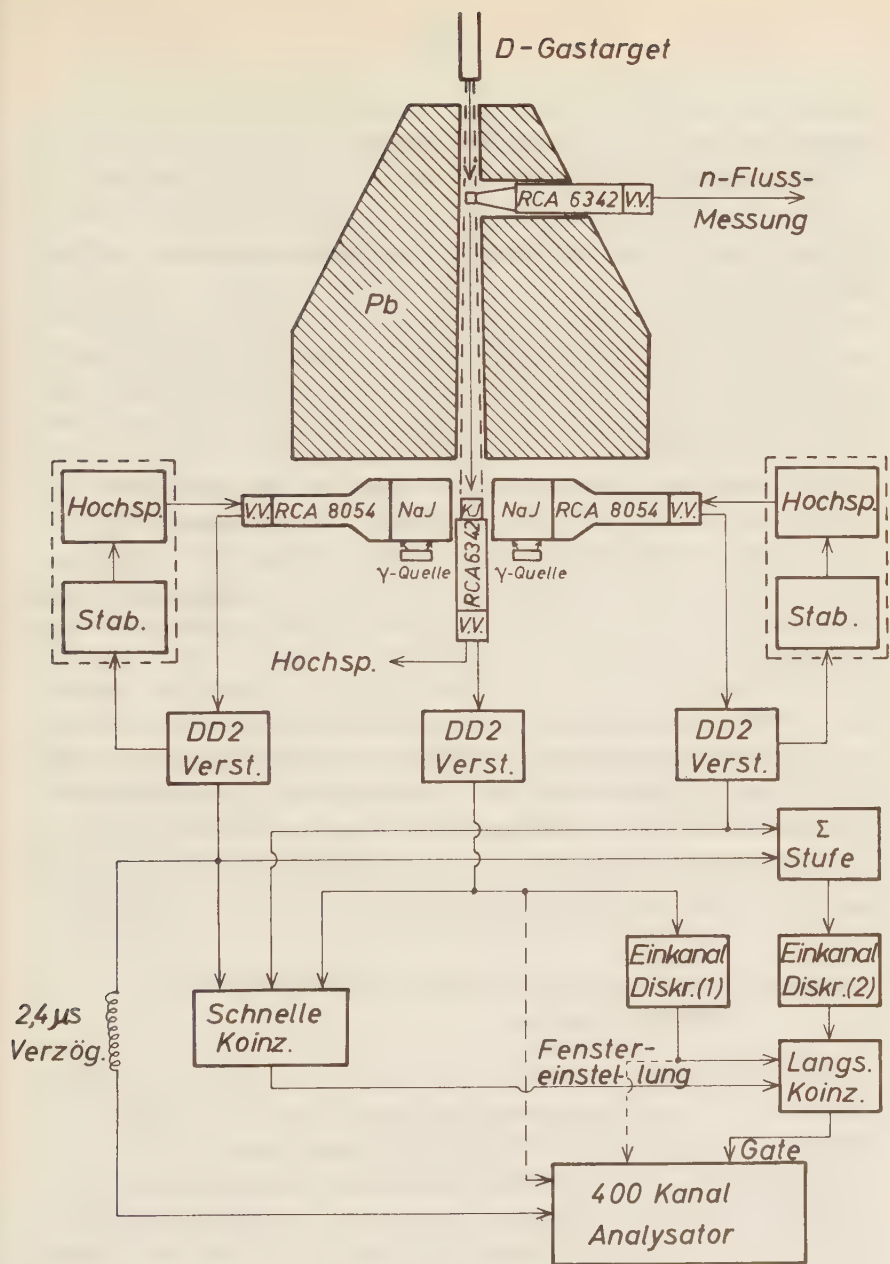


Abb. 18 Blockschaltbild der Elektronik für die Summenkoinzidenzmessungen.

Die Co^{60} -Quelle liefert einen Summenpeak bei 2,5 MeV aus der Kaskade 1,17 MeV - 1,33 MeV. Na^{22} zerfällt zu Ne^{22} durch β^+ -Zerfall. Es entstehen außer den zwei 0,511 MeV-Vernichtungsquanten ein koinzidentes γ -Quant von 1,28 MeV vom Zerfall des ersten angeregten Niveaus in Ne^{22} . Zwei Summenpeaks wurden registriert: der 1,02 MeV-Peak durch die totale Absorption der beiden 0,511 MeV γ -Quanten in je einem NaI(Tl)-Kristall und der 1,78 MeV-Peak durch die Absorption von einem 0,511 MeV γ -Quant in einem und einem 1,28 MeV γ -Quant in dem anderen Kristall. Mit einem Na^{24} -Präparat erhält man einen Summenpeak bei 4,12 MeV durch die Kaskade 2,75 - 1,375 MeV.

Diese Eichung erwies sich als ausreichend, da der untersuchte Bereich zwischen 2,1 MeV und 3,5 MeV lag. Die Benutzung von Summenlinien für diese Eichung war notwendig wegen des Pulshöhenunterschiedes zwischen den Summenpeaks und den Summen der einzelnen Photopeaks ⁽²¹⁾, der von der Nichtlinearität des NaI-Szintillators herrührt.

Zur Aufnahme der Eichspektren wurde ein Gate-Impuls durch die schnellen Koinzidenzen zwischen den beiden γ -Zählern erzeugt. Die Impulse am Ausgang der Summenstufe wurden dann in Koinzidenz mit dem Gate-Impuls in dem Vielkanal-Analysator registriert.

Nach der Durchführung der Eichung wurde das gewünschte Fenster mit dem Einkanaldiskriminator (2) eingestellt.

III.3.3.2 Einstellung eines Fensters in dem Spektrum der geladenen Teilchen

Die Einstellung des Fensters geschah, wie es in II.2 beschrieben wurde. Es wäre günstig gewesen, ein kleines Fenster zu wählen, um Störungen durch die benachbarten Protonengruppen zu vermeiden. Da aber die Koinzidenzzählrate sehr niedrig war und die Protonengruppen nicht aufgelöst waren, wurde auf diese Forderung verzichtet und die auftretenden Störungen in Kauf genommen. Außerdem wurden, um Meßzeit zu sparen, zwei Protonengruppen gleichzeitig untersucht. Dies bedingte ein besonders breites Fenster im Protonenspektrum, da die vorhandenen elektronischen Geräte nicht ausreichten, um mit unabhängigen Fenstern zu arbeiten.

Über die Störeffekte, die dadurch entstanden, wird in Abschnitt IV.1.1 berichtet.

III.3.3.3 Impulsformdiskriminierung

Da es sich hier um die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse der γ -Quanten beim Zerfall angeregter Niveaus von A^{39} handelt, und um Störungen durch die Reaktion $K^{39}(n,\alpha)Cl^{36*}$ zu vermeiden, wurden bei einigen Messungen durch geeignete Einstellung der Verzögerung in den NaI- und KI-Kanälen nur $(p\gamma)$ -Koinzidenzen ausgewählt. Ein Beispiel, wo dies von Bedeutung war, wird in IV.2.3 behandelt.

III.3.3.4 Zählrate

Nach der Einstellung der verschiedenen Parameter folgte die Messung der Summenkoinzidenzspektren. Die beschriebenen Messungen waren mit großem apparativem Aufwand, zeitraubenden Justierarbeiten und vor allem langer Meßzeit verbunden. Die erreichbare Koinzidenzzählrate betrug etwa 4 Impulse/min, die Meßdauer jeweils ca. 20 Stunden. Trotz dieser kleinen Zählrate und der daraus resultierenden schlechten Statistik war es möglich, die Spektren zu analysieren, da sie relativ einfach waren.

IV Datenanalyse und Ergebnisse

IV.1 Analyse der Spektren bei den "normalen" Koinzidenzmessungen

IV.1.1 Störeffekte

Die γ -Quanten, die durch Anregung der verschiedenen Niveaus in Λ^{39} bzw. Cl^{36} entstehen, wurden in dem $1'' \times 1''$ KI(Tl)-Kristall teilweise absorbiert; dadurch entstanden Impulse, die sich den zugehörigen p- oder α -Impulsen überlagerten. Durch diese Überlagerung machten sich teilweise die γ -Kaskaden, die zu einem bestimmten Niveau gehören, in einem anderen Anregungsenergien zugeordneten Bereich des Spektrums der geladenen Teilchen bemerkbar. Dadurch wurde die Zuordnung der γ -Übergänge erschwert; außerdem entstand ein Verlust in der koinzidenten γ -Zählrate, die zu einem bestimmten Protonenfenster gehörte. In günstigen Fällen konnte man dafür korrigieren. Der Korrekturfaktor geht in die Nachweiswahrscheinlichkeit der betreffenden γ -Kaskade ein und kann bis zu 20 % betragen.

IV.1.2 Niveau- und Zerfallschema von Λ^{39}

Das Spektrum der geladenen Teilchen wurde schrittweise durch Teilung in mehrere Abschnitte untersucht. Im folgenden werden drei Koinzidenzspektren, die drei verschiedenen Fenstereinstellungen bei $E_n = 5,4$ MeV entsprechen, diskutiert.

Abb. 19 zeigt ein γ -Impulshöhenspektrum, das in Koinzidenz mit dem Bereich I (Abb. 3) aufgenommen wurde. Dieser Bereich entspricht einer Anregungsenergie von ungefähr 0,93 MeV bis 1,79 MeV in Λ^{39} . Das Koinzidenzspektrum ist relativ einfach. Es enthält einen starken Photopeak bei 0,79 MeV, der dem Übergang von dem ersten angeregten Niveau in Cl^{36} zum Grundzustand entspricht. Die Peaks bei $E_\gamma = 1,27$ MeV und 1,52 MeV dagegen entstehen durch Anregung des ersten bzw. zweiten Niveaus in Λ^{39} . Eine weitere γ -Linie bei $E_\gamma = 0,25$ MeV ist auf den Kaskadenzerfall des 1,52 MeV-Zustandes über den 1,27 MeV-Zustand zurückzuführen.

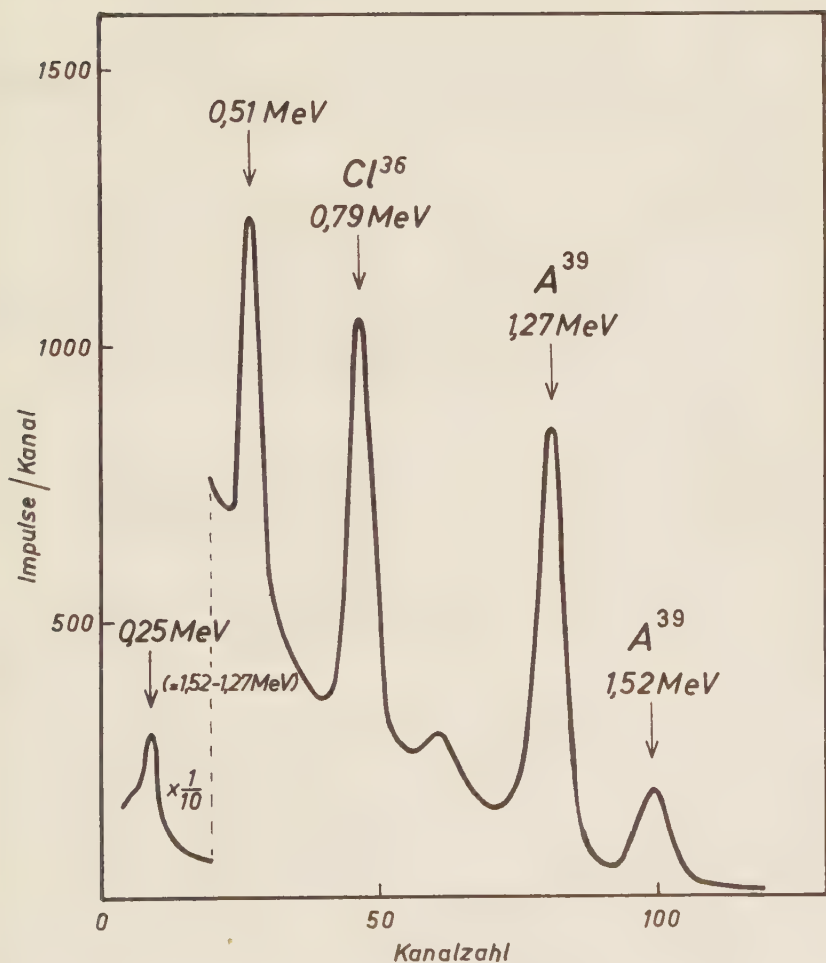


Abb. 19 Koinzidenzspektrum für den Anregungsenergiebereich 0,93 - 1,79 MeV in A^{39} bei $E_n = 5,40$ MeV

In allen Koinzidenzspektren tritt eine starke γ -Linie bei $E_\gamma = 0,51 \text{ MeV}$ auf. Dies ist auf folgende Effekte zurückzuführen:

- a) Paarbildung durch äußere γ -Strahlung im KI(Tl)-Kristall, wobei eines der beiden $0,511 \text{ MeV}$ -Vernichtungsquanten im NaI-Kristall nachgewiesen wird.
- b) Annihilation von außen einfallender Positronen im KI(Tl)-Kristall und Nachweis eines Vernichtungsquants im NaI-Kristall.
- c) Die durch die Reaktionen $K^{39}(n,p)A^{39*}$ und $K^{39}(n,\alpha)Cl^{36*}$ entstehenden hochenergetischen γ -Quanten können in der Abschirmung Elektronenpaare erzeugen, wobei ein Vernichtungsquant im NaI-Kristall in Koinzidenz mit den entstehenden Kernreaktionen im KI-Kristall registriert wird.

Der Bereich II in Abb. 3 umfaßt Anregungsenergien in A^{39} von $\sim 1,83 \text{ MeV}$ bis $2,09 \text{ MeV}$. Das koinzidente Impulshöhenspektrum in Abb. 6a wurde in dem Abschnitt II.3.2.1 bereits diskutiert.

Je höher die Anregungsenergien der untersuchten Restkernniveaus sind, desto komplizierter werden die γ -Spektren, wie in Abb. 20 zu sehen ist.

Das Verfahren der sukzessiven Subtraktion (Peeling off), beginnend mit der γ -Linie höchster Energie, wurde zur Analyse der Spektren benutzt. Mit Hilfe der konstruierten Impulshöhenverteilungen (Abschnitt II.4.1) und durch Anpassungen und Kontrollen der verschiedenen Parameter war es möglich, manche Koinzidenzspektren zu analysieren und einige Aussagen über die verschiedenen γ -Zerfälle zu machen.

Das γ -Impulshöhenspektrum in Abb. 20 wurde in Koinzidenz mit dem Bereich III Abb. 3, der den Anregungsenergiebereich $2,57 \text{ MeV} - 2,73 \text{ MeV}$ umfaßt, aufgenommen. Das Spektrum ist schwer zu analysieren. Es enthält mehrere nicht aufgelöste Peaks, wie z.B. bei $E_\gamma = 2,76 \text{ MeV}$ und $2,65 \text{ MeV}$ und bei $E_\gamma = 1,6 \text{ MeV}$ und $1,52 \text{ MeV}$. Mehrere schwache γ -Übergänge sind durch starke Effekte überdeckt.

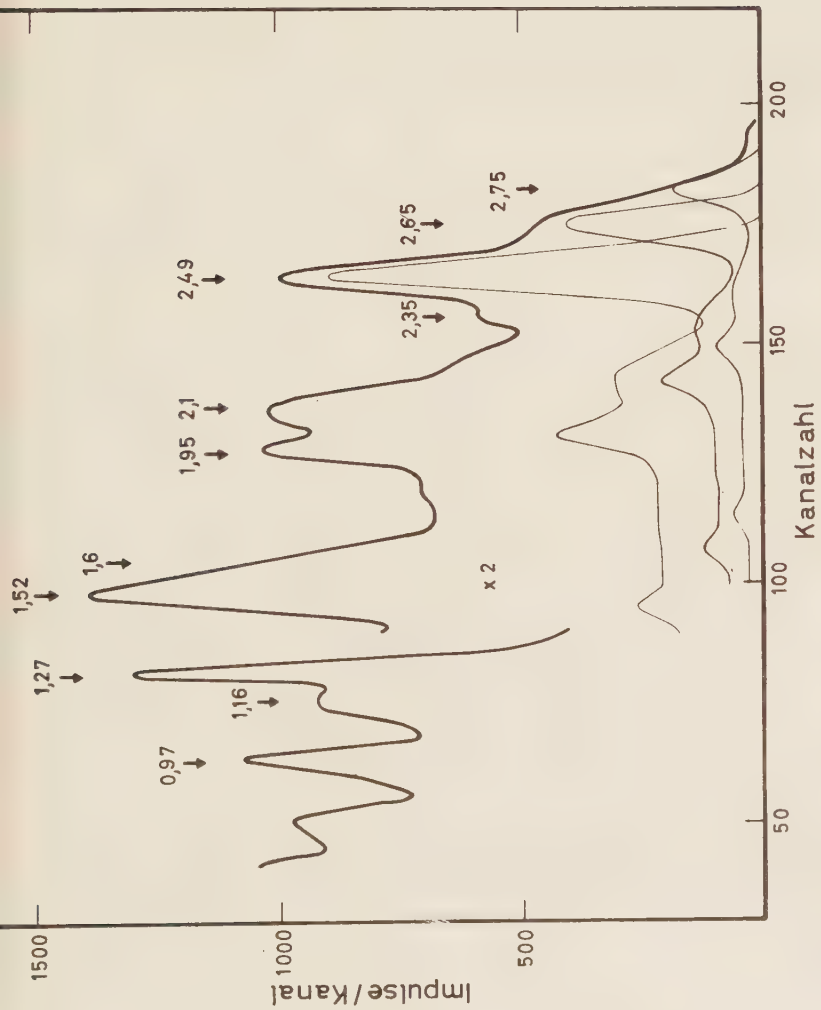


Abb.20 Koinzidenzspektrum für den Anregungsenergiebereich

2,57 - 2,73 MeV in A^{39} bei $E_n = 5,40$ MeV

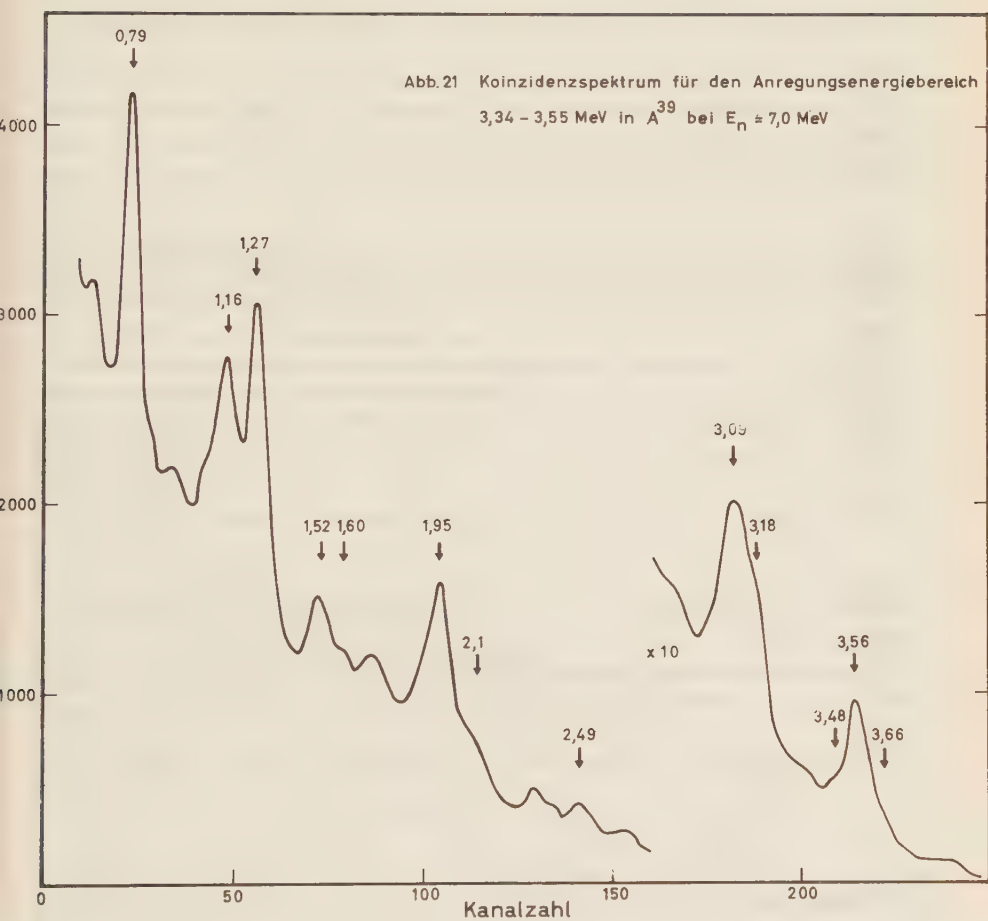
Die Peaks bei 2,75 MeV; 2,65 MeV; 2,49 MeV und 2,35 MeV sind auf Übergänge von angeregten Niveaus in Λ^{39} zum Grundzustand zurückzuführen. Der Peak bei $E_\gamma = 0,97$ MeV entspricht dem Kaskadenzerfall des 2,49 MeV-Zustandes über den 1,52 MeV-Zustand. Dagegen entsprechen die γ -Linien bei 1,16 MeV; 1,6 MeV und 1,95 MeV den Übergängen von dem zweiten, dritten bzw. vierten angeregten Zustand im Cl^{36} -Kern zum Grundzustand.

Ein anderes Koinzidenzspektrum, das bei 7 MeV Neutronenenergie aufgenommen wurde und dem Anregungsenergiebereich in Λ^{39} von ungefähr 3,34 MeV bis 3,55 MeV entspricht, zeigt Abb. 21. Es sind nur einige Energien in MeV angedeutet.

Energieniveaus bis 4,4 MeV konnten in den (py)-Koinzidenzspektren festgestellt werden. Niveaus in dem Energiebereich von 4,4 MeV bis 6 MeV, deren Energien allerdings nicht sehr genau angegeben werden können, wurden in einer direkten Messung mit Impulsformdiskriminierung im Spektrum der geladenen Teilchen bei $E_n = 7,0$ MeV (Abb. 7) beobachtet. Es ist aber durchaus möglich, daß die meisten der angedeuteten Niveaus, die einfach erscheinen, komplex sind, bzw. daß einige schwach angeregte Niveaus nicht beobachtet wurden. Das gilt besonders für diejenigen Niveaus, die aus dem Protonen-Spektrum Abb. 7, teilweise aber auch für diejenigen, die aus Koinzidenzspektren entnommen wurden. Es ist ferner anzunehmen, daß solche Niveaus, die nicht oder nur schwach zum Grundzustand zerfallen, in den Koinzidenzmessungen nicht bemerkt wurden.

Abb. 22 stellt das Zerfallschema von Λ^{39} dar. Die Existenz einiger Energiezustände und γ -Übergänge, die gestrichelt gezeichnet sind, ist nicht gesichert. Insgesamt wurden 28 Energieniveaus in Λ^{39} beobachtet. Tabelle 1 faßt die früheren und jetzigen Ergebnisse zusammen.

Abb. 21 Koinzidenzspektrum für den Anregungsenergiebereich
 3,34 – 3,55 MeV in A^{39} bei $E_n \approx 7,0$ MeV



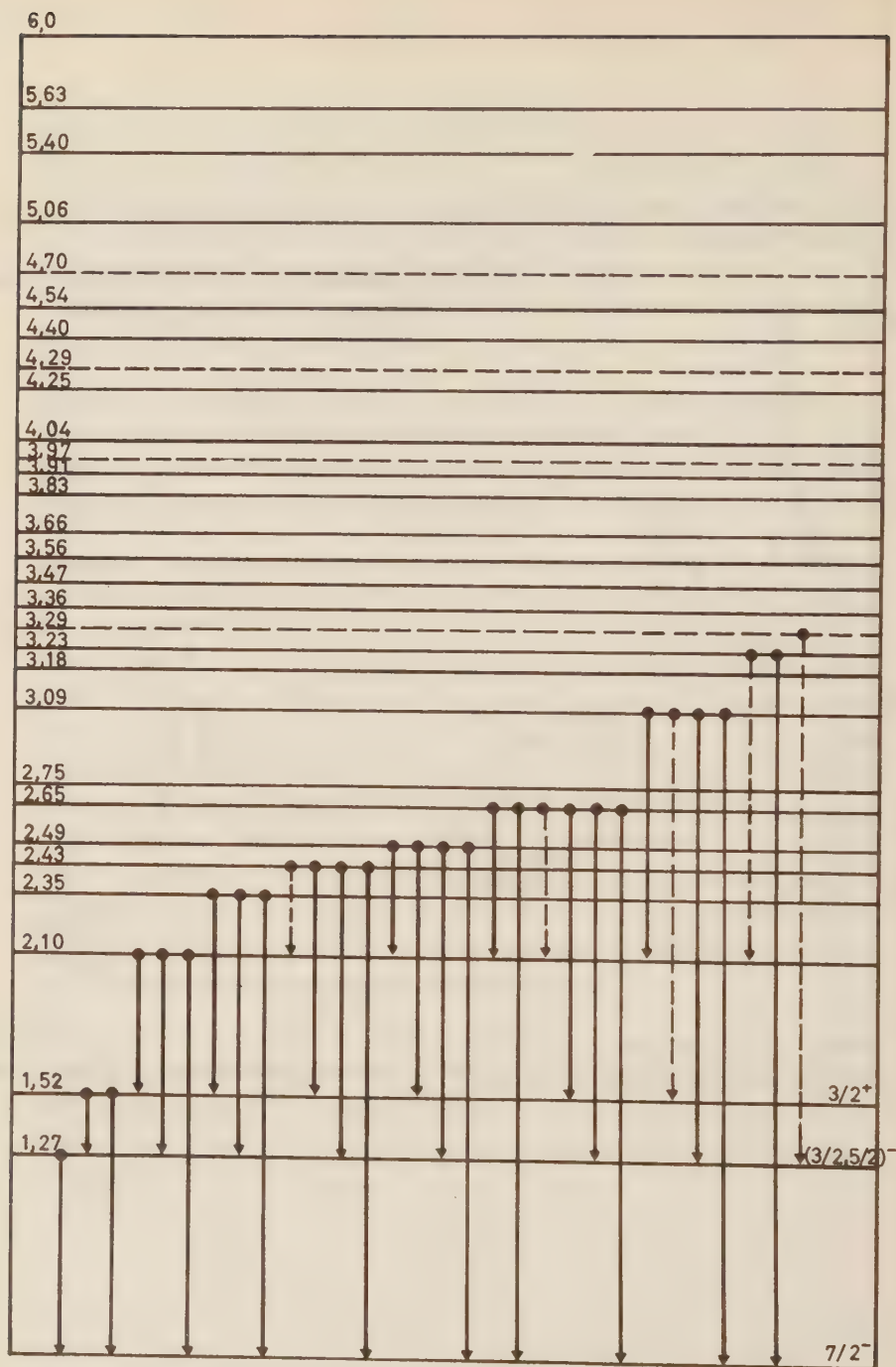


Abb. 22 Niveauschema und γ -Übergänge von A^{39}

Tabelle 1: Energieniveaus von A^{39} (Anregungsenergien in MeV)

Diese Arbeit $K^{39}(n,p\gamma)$	Bass et alii (2) $K^{39}(n,p)$	Penning et alii (3) Cl^{39} β -Zerfall
0,00	0,00	0,00
$1,27 \pm 0,01$	$1,32 \pm 0,05$	$1,27 \pm 0,009$
$1,52 \pm 0,01$	$1,57 \pm 0,05$	$1,516 \pm 0,009$
$2,10 \pm 0,01$	$2,17 \pm 0,05$	
$2,35 \pm 0,02$	-	
$2,43 \pm 0,02$	-	
$2,49 \pm 0,02$	$2,52 \pm 0,05$	
$2,65 \pm 0,02$	-	
$2,75 \pm 0,02$	-	
$3,09 \pm 0,02$	$3,1 \pm 0,1$	
$3,18 \pm 0,05$	-	
$3,23 \pm 0,05$	-	
$(3,29 \pm 0,05)$	-	
$3,36 \pm 0,03$	-	
$3,47 \pm 0,03$	$(3,45 \pm 0,1)$	
$3,56 \pm 0,02$	-	
$3,66 \pm 0,02$	-	
$3,83 \pm 0,03$	$3,82 \pm 0,05$	
$3,91 \pm 0,03$	-	
$(3,97 \pm 0,04)$	-	
$4,04 \pm 0,03$	-	
$4,25 \pm 0,02$	$4,25 \pm 0,1$	
$(4,29 \pm 0,03)$	-	
$4,40 \pm 0,03$	-	
$4,54 \pm 0,06 *$	$4,52 \pm 0,1$	
$(4,70 \pm 0,07) *$	$(4,75 \pm 0,1)$	
$5,06 \pm 0,08 *$	$4,94 \pm 0,1$	
$5,40 \pm 0,1 *$	$5,40 \pm 0,1$	
$5,63 \pm 0,08 *$	-	
$6,00 \pm 0,1 *$	$6,00 \pm 0,1$	

* Durch direkte Messung des Protonenspektrums (Abb. 7) bestimmt.

IV.1.3 Niveau- und Zerfallschema von Cl^{36}

Angaben über das Niveau- und Zerfallschema des Cl^{36} -Kerns liegen aus Untersuchungen der Reaktionen $\text{Cl}^{35}(\text{d},\text{p})\text{Cl}^{36}$ (4) und $\text{Cl}^{35}(\text{n},\gamma)\text{Cl}^{36}$ (6) vor. Außerdem wurden bei der Reaktion $\text{K}^{39}(\text{n},\alpha)\text{Cl}^{36}$ durch Messungen der Spektren der geladenen Teilchen zwei α -Gruppen, die zum Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand führen, festgestellt (1), (2). Abb. 23a stellt die früheren Ergebnisse bis ca. 2,52 MeV Anregungsenergie dar.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Reaktion $\text{K}^{39}(\text{n},\alpha\gamma)\text{Cl}^{36}$ unter Verwendung des Pulsformdiskriminierungsverfahrens bei verschiedenen Neutronenenergien untersucht. Vier γ -Linien bei $0,790 \text{ MeV} \pm 0,005$; $1,160 \text{ MeV} \pm 0,005$; $1,60 \text{ MeV} \pm 0,01$ und $1,95 \text{ MeV} \pm 0,01$, die dem Übergang zum Grundzustand von den ersten vier angeregten Niveaus in Cl^{36} entsprechen, wurden in guter Übereinstimmung mit früheren Messungen (4), (5), (6) festgestellt. Das Niveau bei $1,95 \text{ MeV}$ wurde als Doublet ($1,949 \text{ MeV}$ und $1,957 \text{ MeV}$) angegeben (6), konnte allerdings in den $(\alpha\gamma)$ -Koinzidenzspektren nur als ein Niveau beobachtet werden. Der Zerfall des bzw. der $1,95 \text{ MeV}$ -Niveaus über das $0,79 \text{ MeV}$ - und (oder) das $1,16 \text{ MeV}$ -Niveau (6) wurde bestätigt. Allerdings war es nicht möglich (wie auch in Ref. (6) berichtet wurde), zwischen den beiden Zerfällen zu unterscheiden, da die Energie des $1,95 \text{ MeV}$ -Niveaus gleich der Summe der Energien des ersten ($0,79 \text{ MeV}$) und zweiten ($1,16 \text{ MeV}$) angeregten Niveaus ist.

Es wurde kein direkter Übergang zum Grundzustand aus der Niveau-Gruppe bei $2,5 \text{ MeV}$ ($2,469 \text{ MeV}$; $2,497 \text{ MeV}$ und $2,522 \text{ MeV}$) festgestellt. Dagegen wurde eine relativ starke γ -Linie bei $1,72 \pm 0,01 \text{ MeV}$ beobachtet, die innerhalb der Meßgenauigkeit auf den Zerfall des $2,497 \text{ MeV}$ - und (oder) $2,522 \text{ MeV}$ -Niveaus über das $0,79 \text{ MeV}$ -Niveau zurückzuführen ist. Die Möglichkeit, daß diese γ -Energie einem Niveau bei $1,72 \text{ MeV}$ in Cl^{36} entspricht, ist ausgeschlossen. Abb. 24 zeigt ein $(\alpha\gamma)$ -Koinzidenzspektrum, in dem der Peak bei $1,72 \text{ MeV}$ auftritt. Das Spektrum wurde bei $E_n = 7,0 \text{ MeV}$ aufgenommen.

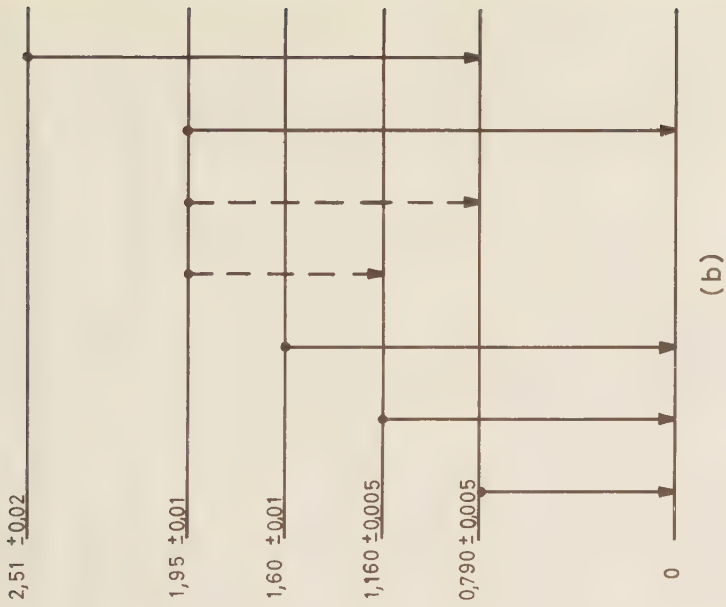


Abb. 23 Niveau- und Zerfallschema von Cl^{36}

a) frühere Messungen b) diese Arbeit

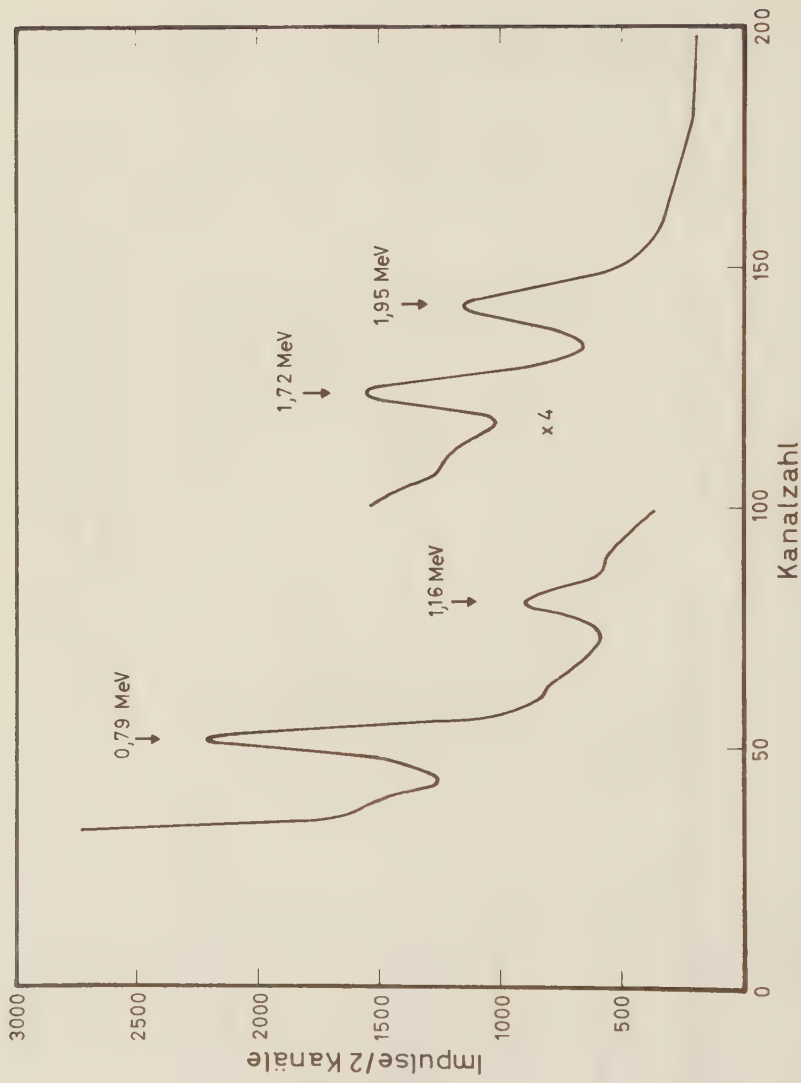


Abb. 24 Koinzidenzspektrum mit α - Diskriminierung für Anregungs-
energiebereich 3,35 - 3,70 MeV in A^{39} bei $E_n = 7,0$ MeV

Die γ -Linie bei 0,52 MeV aus der Kaskade (2,477 MeV - 1,957 MeV)⁽⁶⁾ konnte nicht identifiziert werden, da sie nicht von der 0,51 MeV γ -Linie, die bei allen Koinzidenzspektren auftrat (Abschnitt II.4.3) zu trennen war. Die Ergebnisse dieser Arbeit sind in Abb. 23b dargestellt.

IV.2 Die Summenkoinzidenzmessungen

IV.2.1 Störeffekte

Bevor man zu der Analyse der Summenkoinzidenzspektren übergehen kann, ist eine Erklärung gewisser Störpeaks notwendig.

Wie im Abschnitt III.3.3.2 bereits erwähnt wurde, wurden die Messungen mit relativ großen Fenstern im Spektrum der geladenen Teilchen durchgeführt. In jedem Fenster waren neben der untersuchten Protonengruppe Teile anderer Gruppen, die der Bildung höherer angeregter Zustände in Λ^{39} entsprechen, enthalten. Durch Kaskadenzerfall solcher höheren Anregungszustände können in den beiden γ -Zählern koinzidente γ -Pulse entstehen, deren Summe zufällig in dem für die Summenkoinzidenzmessung eingestellten Pulshöhenfenster liegt. Hierdurch entstehen "falsche" Peaks im Summenkoinzidenzspektrum. Dies soll an dem folgenden Beispiel erklärt werden:

Abb. 25 zeigt ein Summenkoinzidenzspektrum, das zur Untersuchung des Zerfalls des 2,1 MeV-Energieniveaus dienen sollte.

Es war bekannt durch die Analyse des "normalen" ($p\gamma$)-Koinzidenzspektrums (Abb. 6a und 6c), daß das 2,1 MeV-Niveau in Λ^{39} nur über Niveaus bei 1,52 MeV und 1,27 MeV zerfällt. Daß es keine Niveaus unterhalb 1,27 MeV gibt, ist durch zahlreiche Messungen gesichert. Wie man in Abb. 25 sieht, sind dennoch mehrere Peaks mit Energien $< 1,27$ MeV vorhanden, die als Störpeaks anzusehen sind. Diejenigen bei γ -Energien von etwa 1,01 MeV und 1,11 MeV sind auf eine 1,27 MeV - 1,08 MeV γ -Kaskade, die durch Anregung des 2,35 MeV-Niveaus in Λ^{39} entsteht, zurückzuführen. Sie ent-

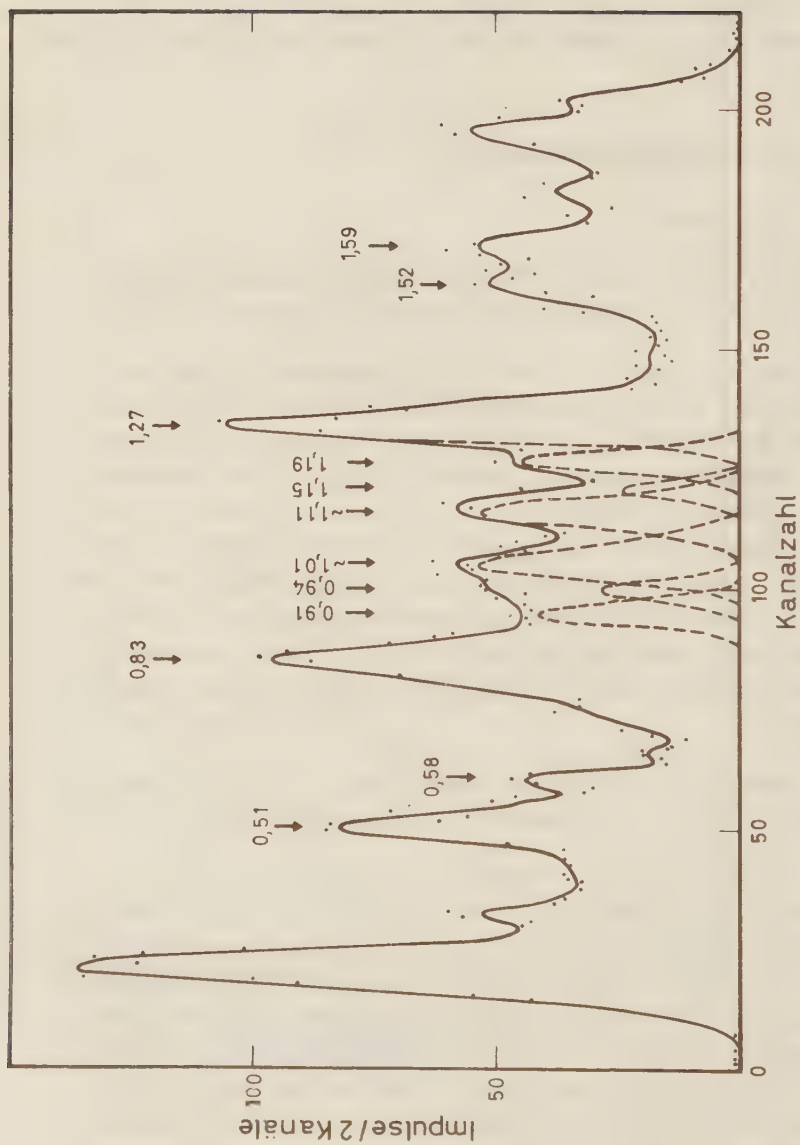


Abb. 25 Summenkoinzidenzspektrum mit Störeffekten für einen Summenenergiebereich 2,04 – 2,15 MeV

sprechen einem koinzidenten Nachweis von Impulsen mit 1,08 MeV und (2,1 - 1,08) MeV. Außerdem entstehen koinzidente Impulse bei γ -Energien von 1,27 MeV und (2,1 - 1,27) MeV in den beiden γ -Zählern.

Es ist ebenfalls möglich, und dies könnte die scheinbar schlechte Energieauflösung erklären, daß zusätzlich zwei γ -Peaks bei 0,99 MeV und 1,11 MeV durch eine 1,52 MeV - 0,97 MeV Kaskade zustande kommen. Diese γ -Kaskade ist auf die Anregung des 2,49 MeV-Niveaus, wie früher erörtert wurde, zurückzuführen. Ein koinzidenter Nachweis von Impulsen mit Energien von 0,97 MeV und (2,1-0,97) MeV würde also in diesem Fall die beobachtbaren Störpeaks verursachen.

Mit ähnlichen Argumenten können die Peaks bei 1,19 MeV und 0,91 MeV und bei 1,15 MeV und 0,94 MeV erklärt werden. Sie sind durch die Anregung des 2,43 MeV-Niveaus und die zugehörigen γ -Kaskaden entstanden. Auch die Intensitäten der Peaks bei $E_\gamma = 1,27$ MeV und $E_\gamma = 1,52$ MeV und ihrer Komplemente bei 0,83 MeV bzw. 0,58 MeV sind, wie schon oben angedeutet wurde, durch die Beteiligung anderer angeregter Zustände als des 2,1 MeV-Niveaus verfälscht. Eine quantitative Auswertung ⁽²²⁾ dieser Störpeaks ist hier nicht möglich, da verschiedene unbekannte Faktoren in die Rechnung eingehen.

Man hätte durch Benutzung kleinerer Fenster im Spektrum der geladenen Teilchen diese Effekte reduzieren können. Dies unterblieb jedoch aus Zeitmangel, um mehrere Gruppen in einer Messung untersuchen zu können und weil die Größe der Störung von vornherein nicht bekannt war.

IV.2.2 Beitrag des direkten Übergangs in den Grundzustand zum Summenkoinzidenzspektrum

Es ist klar, daß in den Summenkoinzidenzspektren kein Full-Energy-Peak, der dem direkten Übergang zum Grundzustand entspricht, auftreten darf, da Koinzidenzen zwischen den Ausgangsimpulsen der beiden γ -Zähler gefordert wurden. Es treten jedoch durch Comptonstreuung der γ -Quanten von einem γ -Zähler zum anderen und durch

Paarbildung, wobei ein Vernichtungsquant in einem γ -Zähler und der Single-Escape-Peak in dem zweiten γ -Zähler registriert werden, andere Peaks auf. Man könnte diese Beiträge vermeiden, wenn man die beiden γ -Zähler gegen einander abschirmen würde. Aus Intensitätsgründen ist die Abschirmung in unserem Fall nicht zweckmäßig.

Um ein klares Bild über diese Vorgänge zu schaffen, wurde mit Hilfe der Reaktion $N^{14}(p,p')$ ein Summenkoinzidenzspektrum für $E_\gamma = 2,31$ MeV aufgenommen. Hier handelt es sich um einen direkten Übergang zum Grundzustand, d.h. keinen Kaskadenzerfall. Wie in Abb. 26 zu sehen ist, treten am Rande des Spektrums, die von der Compton-Streuung herrührenden Peaks auf. Weiter sind zwei γ -Linien bei 0,51 MeV und $(2,31 - 0,51)$ MeV vorhanden, die auf Paarbildung durch die 2,31 MeV γ -Quanten zurückzuführen sind.

IV.2.3 Analyse einiger Spektren

Es wurden viele Messungen zur Untersuchung der Energieniveaus zwischen 2,1 MeV und 3,29 MeV unternommen. Allerdings wurde, wie bereits erörtert, durch das Auftreten der Störeffekte die Analyse der Spektren erschwert.

Zur Untersuchung des Zerfalls des 2,49 MeV-Zustandes wurde mit Hilfe einer Co^{60} -Quelle das Fenster in dem Summenspektrum auf 2,49 MeV γ -Energie gesetzt. Das erhaltene Summenkoinzidenzspektrum ist in Abb. 27 dargestellt. Das Spektrum zeigt keine Symmetrie um 1,24 MeV γ -Energie, wie man erwartet, wenn nur der Zerfall des 2,49 MeV-Zustandes vorhanden wäre. Ein starker Peak bei $E_\gamma = 1,16$ MeV tritt auf, der aber nicht durch den Zerfall des 2,49 MeV-Niveaus zu erklären ist. Es wurde vermutet, daß der 1,16 MeV Peak entweder auf das zweite angeregte Niveau in Cl^{36} zurückzuführen ist, oder daß dieser Peak dem Zerfall eines Niveaus bei etwa 2,43 MeV in A^{39} über das 1,27 MeV-Niveau entspricht. Um diese Vermutungen zu prüfen, wurde die Messung unter Benutzung der Impulsformdiskriminierung wiederholt. Das erhaltene Spektrum blieb jedoch unverändert. Man schloß daraus, daß ein Niveau bei 2,43 MeV, das stark über das 1,27 MeV-Niveau zerfällt, vorhanden ist. Diese

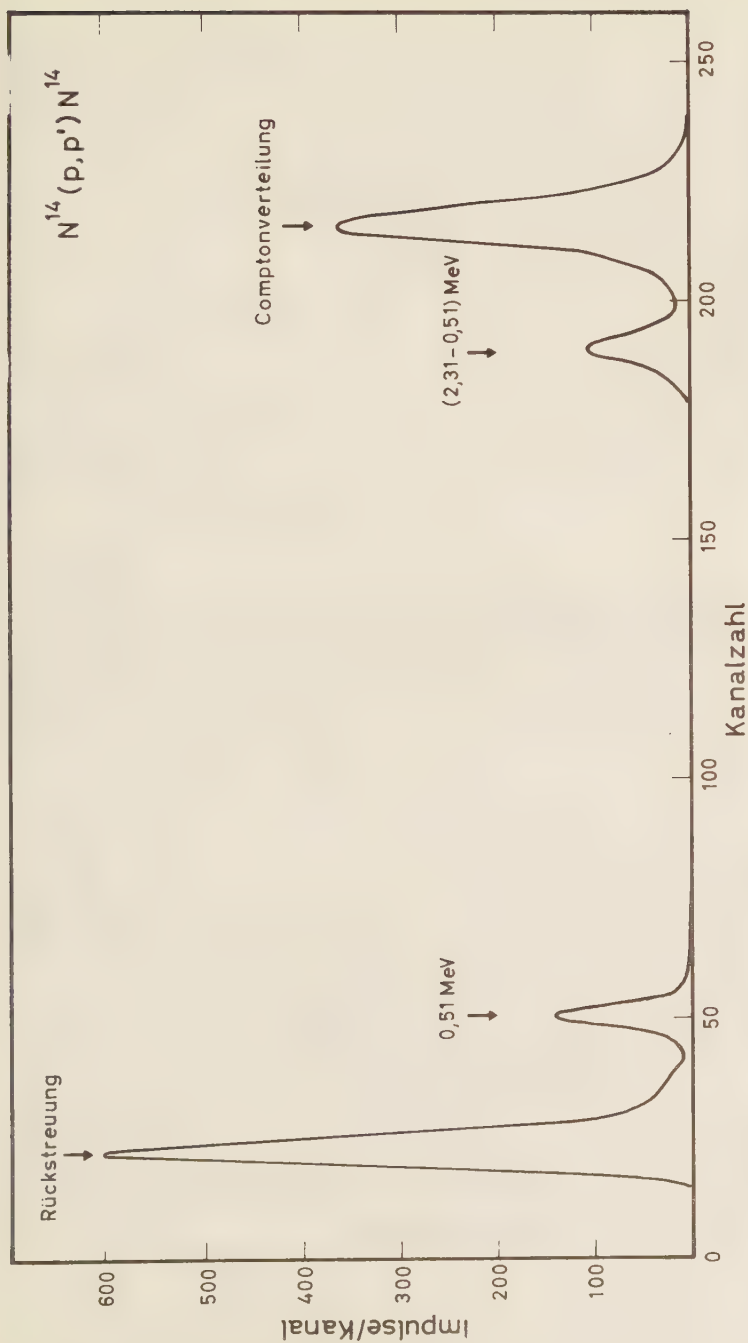
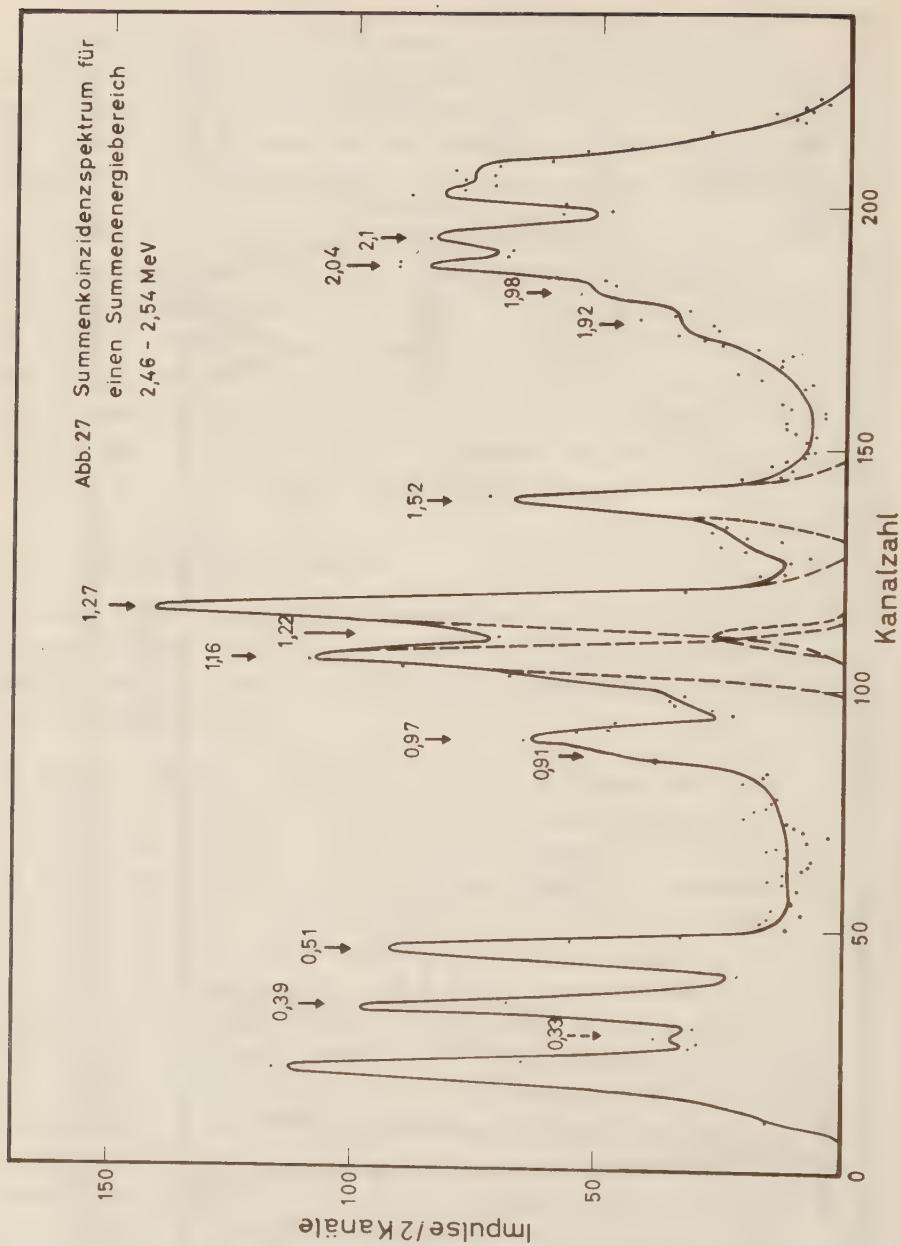


Abb. 26 Summenkoinzidenzspektrum für einen einfachen γ - Übergang von 2,31 MeV



Feststellung ist eines der wichtigsten Ergebnisse, das durch Anwendung der Summenkoinzidenzmethode gewonnen wurde. Erst durch diese Messung konnte das Niveau bei 2,43 MeV mit Sicherheit festgestellt werden. In den einfachen Koinzidenzspektren trat dieser Zustand nicht deutlich hervor, da der Zerfall zum Grundzustand schwach und durch die starken benachbarten Niveaus verdeckt ist.

Wie aus Abb. 27 zu sehen ist, ist das Spektrum ziemlich kompliziert, weil

- 1) das 2,49 MeV-Niveau durch mehrere Kaskaden zerfällt,
- 2) das Spektrum einen Beitrag von dem Zerfall des 2,43 MeV-Niveaus enthält,
- 3) Störpeaks vorhanden sind.

Der nicht aufgelöste Peak bei $E_\gamma = 1,22$ MeV ist durch den Zerfall des 2,49 MeV-Niveaus über das 1,27 MeV-Niveau zu erklären. Der 1,52 MeV-Peak und sein Komplement bei $E_\gamma = 0,97$ MeV sind durch den Zerfall des 2,49 MeV-Niveaus über das 1,52 MeV-Niveau entstanden. Weiter enthält der 1,52 MeV-Peak einen Beitrag von dem Zerfall des 2,43 MeV-Niveaus. Sein Komplement ist ein Peak bei $E_\gamma = 0,91$ MeV, der von dem Peak bei 0,97 MeV nicht aufgelöst ist. Das 2,49 MeV-Niveau zerfällt weiter über das 2,1 MeV-Niveau; dadurch entsteht die γ -Linie bei 0,38 MeV. Für den Peak bei 2,04 MeV ist bis jetzt keine Erklärung gefunden worden. Weiter ist die γ -Linie bei 0,51 MeV mit dem Single-Escape-Peak der 2,43 MeV und 2,49 MeV γ -Übergänge assoziiert. Am Rande des Spektrums treten Comptonverteilung und Rückstreupeak hauptsächlich von dem 2,49 MeV γ -Übergang auf.

Ebenfalls interessant ist das Summenkoinzidenzspektrum in Abb. 28, das dem Zerfall des 2,65 MeV-Niveaus entspricht. Dieses Niveau zerfällt hauptsächlich über das 2,1 MeV-Niveau. Der Single-Escape-Peak von dem Übergang zum Grundzustand bei $E_\gamma = 2,14$ MeV ist mit Pfeil angedeutet. Zerfälle über andere Niveaus können nicht mit Sicherheit angegeben werden.

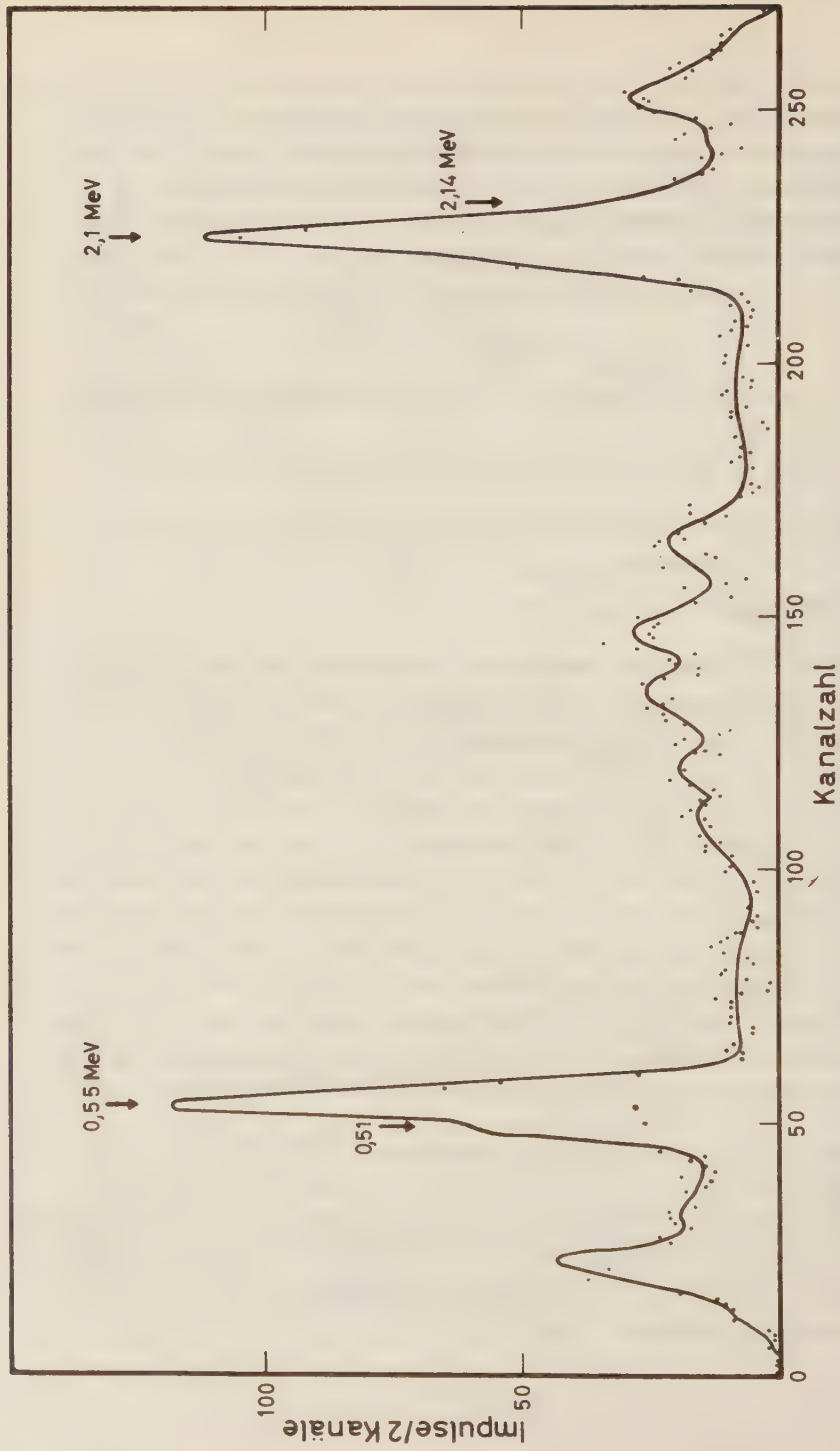


Abb. 28 Summenkoinzidenzspektrum für einen Summenenergiebereich 2,61 – 2,71 MeV

IV.2.4 Die Nachweiswahrscheinlichkeit

Für die Auswertung der Summenkoinzidenzspektren bezüglich der relativen Intensitäten der Kaskaden ist eine Kenntnis der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit erforderlich. Diese wurde aus den gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeiten für die "normale" Geometrie berechnet und für die hier vorliegende Geometrie und die Selbstabsorption in dem 1,5" x 1,5" KI(Tl)-Kristall korrigiert.

Es seien $\eta_{\gamma_1\gamma_2}$ die Nachweiswahrscheinlichkeit für γ_1 - und γ_2 -Quanten der betreffenden Kaskade in der Summengeometrie und η_{γ_1} , η_{γ_2} die korrigierten Nachweiswahrscheinlichkeiten für die einzelnen γ_1 - bzw. γ_2 -Quanten in der "normalen" Geometrie. Dann gilt (20)

$$\eta_{\gamma_1\gamma_2} \propto \eta_{\gamma_1} \times \eta_{\gamma_2}$$

In Abb. 29 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit der verschiedenen Kaskaden in Abhängigkeit von der Energie der Komponenten für die Summenenergien 2,1 MeV, 2,49 MeV und 2,75 MeV aufgetragen. In dieser Abbildung ist der unterdrückte Nullpunkt der Ordinaten-skala zu beachten.

IV.3 Verzweigungsverhältnisse beim Zerfall der Energieniveaus von A³⁹

Für die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse beim Zerfall der A³⁹-Niveaus zum Grundzustand wurden nur Koinzidenzmessungen in der "normalen" Geometrie benutzt, da eine genaue Aussage über die direkten Übergänge zum Grundzustand in den Summenkoinzidenzspektren nicht möglich ist. Dagegen läßt sich die relative Intensität der γ -Kaskaden, die durch den Zerfall eines Niveaus entstehen, in günstigen Fällen sowohl aus den "normalen" als auch aus den Summenkoinzidenzspektren bestimmen. In Abb. 30 sind die Ergebnisse zusammengefaßt.

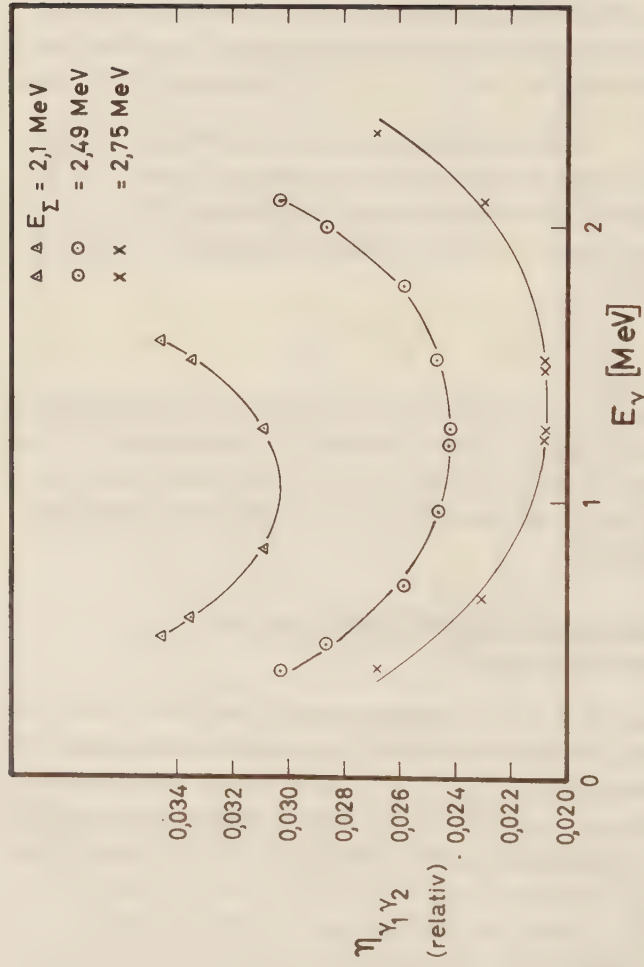


Abb. 29 Ansprechwahrscheinlichkeit der Summen -
 koinzidenzanordnung für verschiedene
 Summenenergien in Abhängigkeit von
 den einzelnen Energien

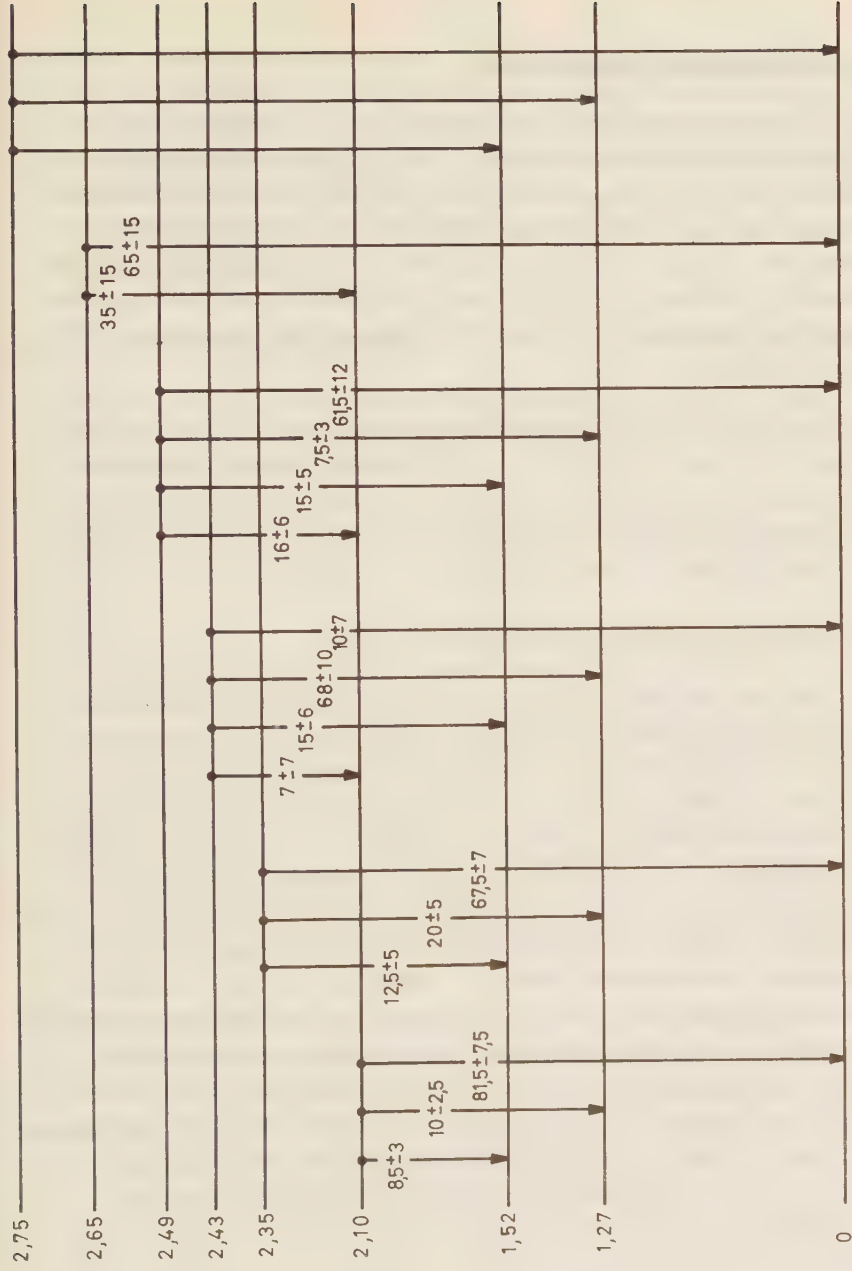


Abb. 30 Verzweigungsverhältnisse (in %) beim Zerfall der Energieniveaus von ^{39}A

IV.3.1 Das 2,1 MeV-Energieniveau

Das Verzweungsverhältnis beim Zerfall des 2,1 MeV-Energieniveaus wurde aus einem Koinzidenzspektrum bei $E_n = 4,0$ MeV bestimmt. Das Spektrum entspricht dem Bereich von 1,92 MeV bis 2,17 MeV Anregungsenergie in A^{39} . Trotz der niedrigen Zählrate sind die Meßmöglichkeiten bei dieser Neutronenenergie viel günstiger als bei höheren Energien. Je höher nämlich die Neutronenenergie ist, desto größer werden die Störungen, die durch die höheren Protonengruppen verursacht werden.

Bei der Auswertung der Ergebnisse wurde der Zerfall des 1,52 MeV-Niveaus über das 1,27 MeV-Niveau ⁽³⁾ berücksichtigt. Die Fehler sind durch Zählstatistik und die Ungenauigkeit beim Abziehen des Untergrundes und in der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für die γ -Energien verursacht.

IV.3.2 Das 2,35 MeV-Energieniveau

Die nahe benachbarten Niveaus (2,10 MeV; 2,43 MeV und 2,49 MeV) bereiten für die Bestimmung des Verzweungsverhältnisses beim Zerfall des 2,35 MeV-Niveaus große Schwierigkeiten dadurch, daß sie über die gleichen tiefer liegenden Niveaus zerfallen. Diese Schwierigkeiten können im Prinzip überwunden werden, wenn man nur die Übergänge, die von dem Niveau selbst ausgehen, wie z.B. die γ -Linie bei (2,35 - 1,27) MeV statt der 1,27 MeV Linie berücksichtigt. Allerdings besitzen diese Übergänge relativ niedrige Energien. Bei der Analyse des Spektrums durch sukzessive Abziehung der Impulshöhenverteilungen der höheren γ -Energien besteht eine größere Ungenauigkeit in der Berechnung ihrer Intensitäten, besonders bei schwachen Übergängen. Auch aus anderen Gründen ist diese Lösung nicht immer möglich, z.B. im Fall des Übergangs des 2,35 MeV-Niveaus über das 1,52 MeV-Niveau. Das liegt daran, daß die Energie (2,35 - 1,52 = 0,83) MeV gleich ist wie die des Zerfalls des 2,1 MeV-Niveaus über das 1,27 MeV-Niveau.

Aus drei verschiedenen Messungen bei $E_n = 5,40$ MeV wurde das Verzweigungsverhältnis in dem Zerfall des 2,35 MeV-Niveaus bestimmt. Berücksichtigt wurden die Beiträge im 1,52 MeV-Peak, die durch die höheren angeregten Niveaus hervorgerufen wurden, und der Zerfall des 1,52 MeV-Niveaus über das 1,27 MeV-Niveau. Der Zerfall des 2,35 MeV-Niveaus über das 2,1 MeV-Niveau ist schwer nachzuweisen und wurde hier vernachlässigt.

IV.3.3 Das 2,43 MeV-Energieniveau

Die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses in dem Zerfall des 2,43 MeV-Zustandes aus den "normalen" Koinzidenzmessungen stößt auf verschiedene Schwierigkeiten:

- a) Durch die Zerfälle der benachbarten Niveaus bei 2,1 MeV; 2,35 MeV und 2,49 MeV über die gleichen tiefer liegenden Niveaus wurden Störungen verursacht.
- b) Der Zerfall des 2,43 MeV-Niveaus zum Grundzustand läßt sich nicht mit guter Genauigkeit abschätzen, da er durch den starken Übergang des 2,49 MeV-Niveaus zum Grundzustand verdeckt ist.
- c) Die Differenzlinie (2,43 - 1,27) MeV (s. Abschnitt IV.3.2) besitzt die gleiche Energie (1,16 MeV) wie die starke γ -Linie, die durch Anregung des zweiten Energieniveaus in Cl^{36} entsteht. Prinzipiell könnte man durch das Diskriminierungsverfahren den 1,16 MeV-Peak, der von Cl^{36} herrührt, ausschließen; dabei ist aber die quantitative Auswertung nicht genau, da die Diskriminierung nicht vollständig ist.

Im Summenkoinzidenzspektrum werden, wieder durch Störeffekte der sehr nahe benachbarten Niveaus bei 2,35 MeV und 2,49 MeV, Schwierigkeiten verursacht. Trotzdem wurde das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des 2,43 MeV-Niveaus aus den Summenkoinzidenzmessungen in Verbindung mit dem "normalen" Koinzidenzspektrum abgeschätzt.

IV.3.4 Das 2,49 MeV-Energieniveau

Innerhalb der Meßgenauigkeit liefern die Messungen in der "normalen" und der Summengeometrie für das Intensitätsverhältnis des Zerfalls über das 1,27 MeV-Niveau zu dem über das 1,52 MeV-Niveau das gleiche Ergebnis. Aus dem Summenkoinzidenzspektrum konnte außerdem eine Aussage über den Zerfall des 2,49 MeV-Niveaus über das 2,1 MeV-Niveau gemacht werden. Aus dem "normalen" Koinzidenzspektrum wurden die Intensitäten der Zerfälle über die Niveaus bei 1,27 und 1,52 MeV, bezogen auf den Übergang zum Grundzustand, ermittelt. Als erste Näherung wurde angenommen, daß der Zerfall des 2,49 MeV-Niveaus über die Niveaus bei 2,35 MeV und 2,43 MeV vernachlässigbar sei. Der angegebene relativ große Fehler in dem Zerfall über das 2,1 MeV-Niveau berücksichtigt die Möglichkeit einer Störung durch höher liegende Niveaus, insbesondere durch das 2,65 MeV-Niveau.

IV.3.5 Das 2,65 MeV-Energieniveau

Wie in Abschnitt IV.2.3 bereits erörtert wurde, zerfällt das 2,65 MeV-Niveau hauptsächlich über das 2,1 MeV-Niveau. Zerfälle über andere Niveaus sind schwer zu erkennen, da sie relativ schwach sind. Die relative Intensität des Zerfalls des 2,65 MeV-Niveaus über das 2,1 MeV-Niveau, bezogen auf den Zerfall zum Grundzustand, wurde aus dem normalen Koinzidenzspektrum auf etwa 55% abgeschätzt.

Beim Zerfall des 2,65 MeV-Niveaus sind mögliche schwache Zerfälle über andere Niveaus nicht angegeben; ihre Beiträge sind in den relativ großen Fehlerangaben berücksichtigt.

IV.3.6 Zerfall höherer Niveaus

Eine Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses der γ -Quanten in dem Zerfall des 2,75 MeV-Niveaus aus den "normalen"- und Summenkoinzidenzspektren scheiterte daran, daß dieses Niveau relativ schwach angeregt ist. Die Intensität der Zerfälle zum Grundzustand und über die anderen tiefer liegenden Niveaus konnte nicht mit Sicherheit bestimmt werden. Es wurde lediglich festgestellt, daß dieses Niveau sowohl zum Grundzustand als auch über die Niveaus bei 1,27 MeV und 1,52 MeV zerfällt. Der Zerfall über das 2,1 MeV-Niveau ist nicht ausgeschlossen.

Verzweigungsverhältnisse beim Zerfall von Niveaus, deren Energien höher sind als 2,75 MeV, konnten nicht bestimmt werden, da die Zerfallschemata zu kompliziert sind.

IV.4. Wirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $K^{39}(n, p_{0,1,2,3})A^{39}$ und $K^{39}(n, \alpha_1)Cl^{36}$, die zu dem Grundzustand und den drei ersten angeregten Zuständen in A^{39} bzw. dem ersten angeregten Zustand in Cl^{36} führen, sind in Abb. 31 bzw. Abb. 32 zu sehen. Die angegebenen Ungenauigkeiten sind verschieden und hängen von der benutzten Meßmethode, der Neutronenenergie und der Teilchengruppe ab.

Die Ungenauigkeit im p_0 -Wirkungsquerschnitt beträgt $\pm 10\%$. Hier wurde die direkte Methode angewandt (Abschnitt III.1.4). In der Koinzidenzmethode dagegen wurde die Ungenauigkeit zwischen $\pm 15\%$ und $\pm 30\%$ abgeschätzt. Die Wirkungsquerschnitte für die niedrigen Gruppen α_1 und p_1 sind genauer angegeben als für die p_2 - und p_3 -Gruppen. Weiterhin ist der Fehler bei niedrigen Neutronenenergien kleiner als in der Nähe von 7 MeV und darüber. Die Ungenauigkeiten sind auf verschiedene Faktoren zurückzuführen:

- 1) Wegen der Neutronenstreuung und -absorption an der Abschirmung des NaI γ -Zählers, im Neutronenzähler und im KI(Tl)-Kristall mußte eine Korrektur von $+ 15\%$ auf die gemessenen n-Flußwerte angewandt werden. Die Ungenauigkeit der so gewonnenen n-Flüsse im KI-Kristall beträgt $\pm 12\%$.
- 2) Die Ungenauigkeit in der Ansprechwahrscheinlichkeit des γ -Zählers und der Korrektur für Selbstabsorption in KI wurde auf $\pm 10\%$ abgeschätzt.
- 3) Fehler in der Lage und Breite des Fensters in dem KI-Spektrum und in der Berücksichtigung der Winkelverteilung und der Verzweigungsverhältnisse der γ -Quanten tragen ebenfalls zu der Ungenauigkeit der Wirkungsquerschnitte bei.

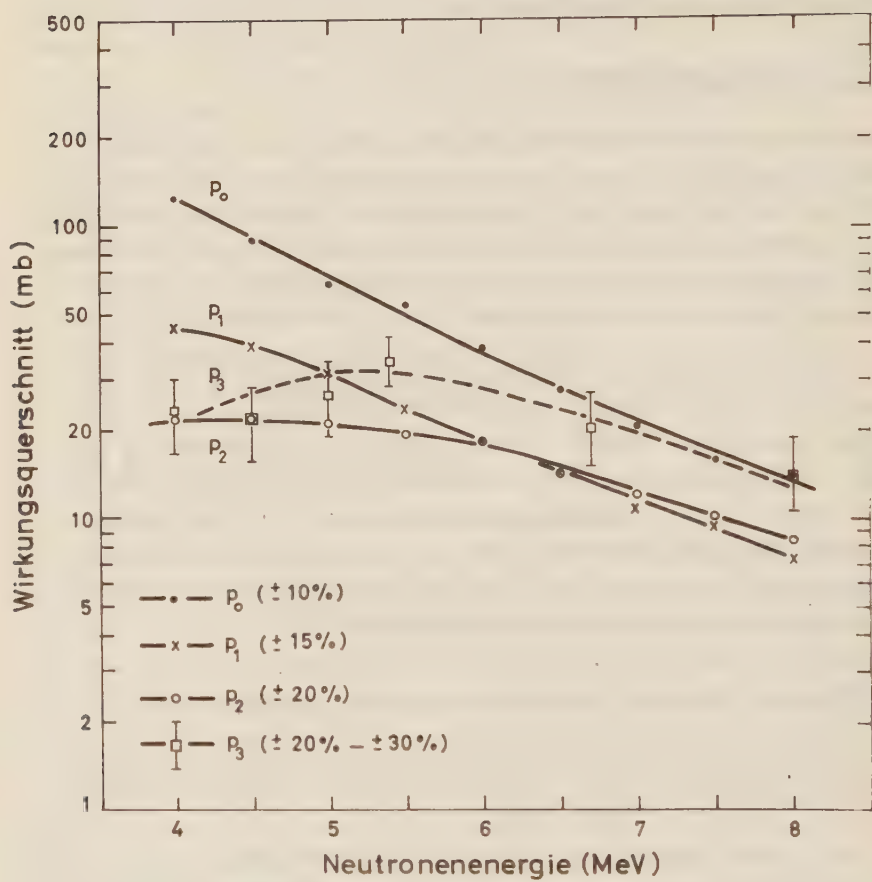


Abb. 31

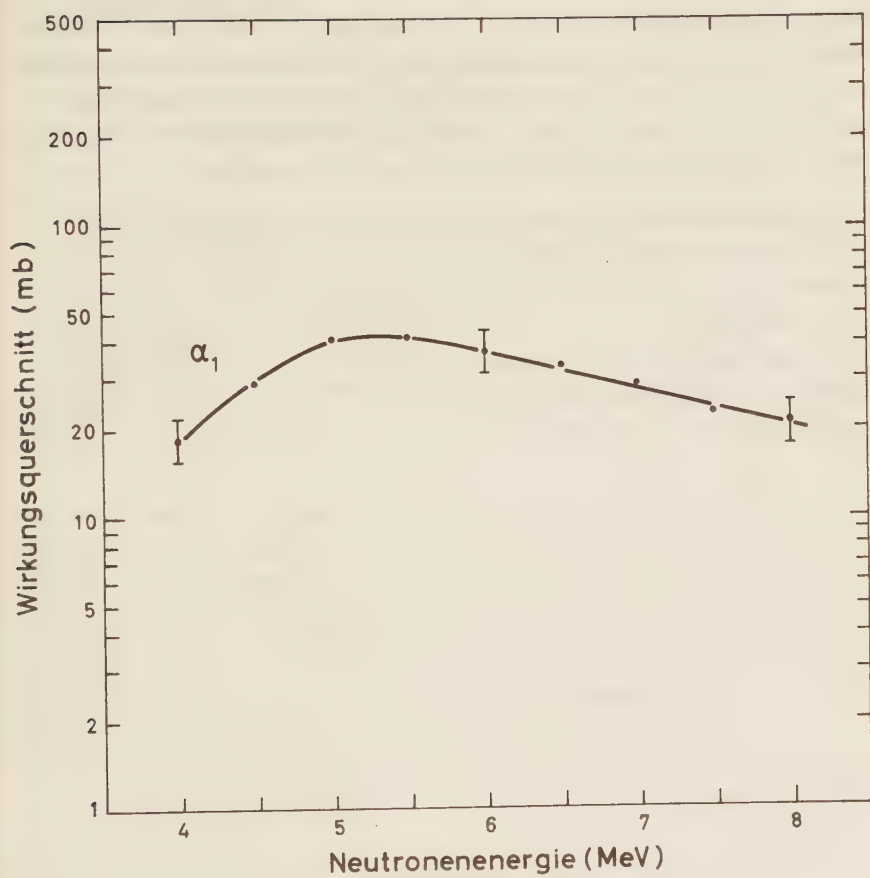


Abb. 32

Weitere Fehler wurden durch Zählratenverluste, die relativ schlechte Statistik und die Unsicherheiten beim Abziehen des Untergrundes verursacht. Die aus diesen Quellen resultierenden Fehler hängen von der Neutronenenergie und der Teilchengruppe ab und liegen zusammen ebenfalls in der Größenordnung von $\pm 10\%$. Diese Abschätzung wurde durch Wiederholung der Messungen unter anderen Bedingungen und Vergleich mit einer direkten Messung der Wirkungsquerschnitte für die $(p_1 + p_2)$ - und α_1 -Gruppen bei $E_n = 4$ MeV bestätigt.

Da die Winkelverteilung für die betreffenden γ -Quanten nur bei $E_n = 5,40$ MeV gemessen wurde, wurde hier angenommen, daß diese Verteilung nicht stark von der Neutronenenergie abhängt und daß die Ergebnisse bei $E_n = 5,40$ MeV für den Energiebereich $E_n = 4$ MeV - 8 MeV repräsentativ sind. Weiterhin wurde für das 2,1 MeV γ -Quant auf Grund zweier Messungen bei 45° und 90° eine isotrope Verteilung angenommen.

V. Diskussion der Ergebnisse

V.1 Wirkungsquerschnitte

Aus der statistischen Theorie der Compoundkernreaktionen können Aussagen über die Spins der angeregten Niveaus im A^{39} -Kern gemacht werden. Unter bestimmten Voraussetzungen sind die Wirkungsquerschnitte der Kernreaktionen, die zu den verschiedenen angeregten Niveaus desselben Endkerns führen, in guter Näherung dem Faktor $(2J + 1)$ proportional, wobei J der Spin des Endzustands ist ⁽²³⁾. Diese " $(2J + 1)$ -Regel" ist brauchbar, wenn die Energie im Ausgangskanal größer ist als die Coulomb-Barriere, der Maximalwert des Bahndrehimpulses im Ausgangskanal $l_{\max}$ größer als J ist, sowie unter bestimmten Annahmen bezüglich des "Spin-cutoff"-Parameters für die Niveaudichte der Endkerne, die durch verschiedene Ausgangskanäle erreicht werden ⁽²³⁾.

Obwohl in dem vorliegenden Fall nicht alle Bedingungen erfüllt sind, ist eine deutliche Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $\sigma(n,p)$ von $(2J + 1)$ zu erwarten, solange Ausgangskanäle nicht sehr verschiedener Energie betrachtet werden. Durch Vergleich der Verhältnisse $\frac{\sigma(n,p)}{(2J+1)}$ für einige Energieniveaus im A^{39} -Kern, sollen daher Rückschlüsse auf die Spins dieser Niveaus gezogen werden. Ein solcher Vergleich wird im folgenden bei $E_n = 8$ MeV durchgeführt, wo die Coulomb-Barriere und die Zentrifugalschwelle verhältnismäßig wenig ins Gewicht fallen.

Informationen über Spin und Parität des Grundzustands von $A^{39}(7/2^-)$, des ersten angeregten Zustands bei 1,27 MeV ($3/2^-$ oder $5/2^-$) und des zweiten angeregten Zustands bei 1,52 MeV ($3/2^+$) liegen bereits aus Messungen des β -Zerfalls von Cl^{39} vor ⁽³⁾. Tabelle 2 faßt die Ergebnisse zusammen.

Tabelle 2: Anwendung der $(2J + 1)$ -Regel auf die Reaktion $K^{39}(n,p)A^{39}$ bei $E_n = 8,0$ MeV

Anregungsenergie von A^{39} in MeV	$\sigma(n,p)$ in (mb)	J	$\frac{\sigma(n,p)}{(2J+1)}$ (mb)
0	$14,0 \pm 2,0$	7/2	$1,75 \pm 0,25$
1,27	$7,2 \pm 1,5$	3/2	$1,80 \pm 0,38$
		5/2	$1,20 \pm 0,25$
1,52	$8,4 \pm 2,1$	3/2	$2,10 \pm 0,50$
2,10	$14,2 \pm 4,3$	3/2	$3,55 \pm 1,10$
		5/2	$2,36 \pm 0,72$
		7/2	$1,77 \pm 0,54$
		9/2	$1,42 \pm 0,43$

Das Verhältnis $\frac{\sigma(n,p)}{(2J+1)}$ für den Grundzustand ($J = 7/2$) stimmt mit dem des zweiten angeregten Niveaus ($J = 3/2$) gut überein. Für das erste angeregte Niveau ($J = 3/2, 5/2$) bevorzugt die "(2J+1)-Regel" den Spin 3/2. Für das angeregte Niveau bei 2,1 MeV ergeben sich Spinwerte von 5/2, 7/2 oder 9/2; allerdings ist der Spin 9/2 nicht mit den Meßwerten der Verzweigungsverhältnisse beim Zerfall dieses Niveaus verträglich und wurde deshalb außer Betracht gelassen.

V.2 Diskussion der Energieniveaus von A^{39} in Zusammenhang mit dem Schalenmodell

a) Mögliche Konfigurationen angeregter Zustände (qualitative Betrachtung)

Im folgenden sollen die tiefliegenden Anregungszustände von A^{39} im Rahmen des j-j-Kopplungsschemas diskutiert werden, das sich für Kerne mit Massenzahlen $A \approx 40$ gut bewährt hat.

Der Grundzustand des A^{39} -Kerns ist durch zwei Protonen in der $1 d_{3/2}$ -Schale und ein Neutron in der $1 f_{7/2}$ -Schale charakterisiert. Wegen des Pauli-Prinzips nimmt der Gesamtspin der zwei $1 d_{3/2}$ -Protonen nur die Werte 0 oder 2 an ⁽²⁴⁾. Da im Grundzustand die zwei Protonen sich zu Spin 0 koppeln, bestimmt das Neutron in der $1 f_{7/2}$ -Schale Spin und Parität, man erhält also $7/2^-$.

Der A^{39} -Kern kann auf verschiedene Weise angeregt werden. Eine Möglichkeit ist die, daß das Neutron in der $1 f_{7/2}$ -Schale angeregt wird und eine der Konfigurationen $2 p_{3/2}$, $1 f_{5/2}$ oder $2 p_{1/2}$ annimmt; dabei werden Spin und Parität $3/2^-$, $5/2^-$ oder $1/2^-$. Oder aber ein Neutron aus den tiefer liegenden gefüllten Schalen $1 d_{3/2}$, $2 s_{1/2}$ oder $1 d_{5/2}$ wird in die $1 f_{7/2}$ -Schale angehoben und koppelt sich mit dem dort schon vorhandenen Neutron zu Spin Null. Das dadurch erzeugte Loch bestimmt Spin und Parität des betreffenden Zustandes ($3/2^+$, $1/2^+$ oder $5/2^+$). In den beiden genannten Fällen behalten die zwei $1 d_{3/2}$ -Protonen ihre Konfiguration bei und ihr Gesamtspin bleibt Null.

Es besteht weiter die Möglichkeit einer Kopplung zwischen dem $1 f_{7/2}$ -Neutron mit Spin (und Parität) $7/2^-$ und den zwei $1 d_{3/2}$ -Protonen mit Gesamtspin 2^+ . Daraus ergeben sich die Spin- und Paritätswerte $3/2^-$, $5/2^-$, $7/2^-$, $9/2^-$ und $11/2^-$.

Um Näheres über die bei niedrigen Anregungsenergien (< 3 MeV) möglichen Konfigurationen des A^{39} -Kerns sagen zu können, müssen die Energien, die für die Anregung eines Neutrons bzw. eines Protons von einer Schale zur anderen erforderlich sind, abgeschätzt werden.

b) Betrachtung der Energien

Für die Abschätzung der Anregungsenergien der verschiedenen Konfigurationen betrachtet man am besten die (bereits untersuchten) Niveauschemata benachbarter Kerne, die eine abgeschlossene Neutronen- oder Protonenschale aufweisen, und ebenso viele Teilchen der anderen Sorte in nicht abgeschlossenen Schalen haben wie A^{39} . Zum Beispiel kann man die Energiedifferenzen $2 p_{3/2} - 1 f_{7/2}$, $2 p_{1/2} - 1 f_{7/2}$ und

$1 f_{5/2} - 1 f_{7/2}$ aus Daten der Kerne Ca^{41} und Sc^{41} entnehmen; so ergaben sich aus Untersuchungen der Reaktionen $\text{Ca}^{40}(p,p')\text{Ca}^{40}$ (Compoundkern Sc^{41}) (25) und $\text{Ca}^{40}(d,p)\text{Ca}^{41}$ (26) folgende Werte:

$$\Delta E (2 p_{3/2} - 1 f_{7/2}) \approx 2,0 \text{ MeV}$$

$$\Delta E (2 p_{1/2} - 1 f_{7/2}) \approx 4,0 \text{ MeV}$$

$$\Delta E (1 f_{5/2} - 1 f_{7/2}) \approx 6,0 \text{ MeV}$$

Daraus folgt, daß bei Anregungsenergien in A^{39} unterhalb 3 MeV im wesentlichen nur die $1 f_{7/2}$ - und die $2 p_{3/2}$ -Schale, nicht aber die $2 p_{1/2}$ - oder die $1 f_{5/2}$ -Schale für das ungepaarte Neutron zur Verfügung stehen.

In ähnlicher Weise kann man aus bekannten Zuständen von K^{39} bzw. Ca^{39} abschätzen, wieviel Energie benötigt wird, um ein Nukleon aus der $2 s_{1/2}$ -Schale in die $1 d_{3/2}$ -Schale anzuheben, wobei ein Loch in der $2 s_{1/2}$ -Schale erzeugt und ein solches in der $1 d_{3/2}$ -Schale geschlossen wird. Diese Energie beträgt etwa 2,6 MeV. Nimmt man ferner auf Grund von Spin und Parität ($3/2^+$) des zweiten angeregten Zustands von A^{39} bei 1,52 MeV an, daß es sich dabei um ein Neutronenloch in der $1 d_{3/2}$ -Schale und zwei zu Spin Null gekoppelte Neutronen in der $1 f_{7/2}$ -Schale handelt, so folgt, daß der entsprechende Zustand mit einem Neutronenloch in der $2 s_{1/2}$ -Schale bei mindestens ca. 4 MeV Anregungsenergie liegt.

Schließlich kann man noch aus der Lage des ersten angeregten Zustands in A^{38} bei 2,16 MeV (2^+) entnehmen, daß dieser Energiebetrag erforderlich ist, um zwei $1 d_{3/2}$ -Protonen aus einer Konfiguration mit Gesamtspin 0 in eine solche mit Gesamtspin 2 umzukoppeln (andere Werte sind wegen des Pauli-Prinzips nicht möglich). Man erwartet daher in A^{39} bei einer mittleren Anregungsenergie von ca. 2,2 MeV Anregungszustände mit Spins und Paritäten $3/2^-$, $5/2^-$, $7/2^-$, $9/2^-$ und $11/2^-$, die durch Kombinationen eines $1 f_{7/2}$ -Neutrons mit zwei zu Spin 2 gekoppelten $1 d_{3/2}$ -Protonen entstehen. Die aus dem extremen Einteilchenmodell folgende Entartung dieser Zustände wird durch die Restwechselwirkung zwischen dem $1 f_{7/2}$ -Neutron und den $1 d_{3/2}$ -Protonen aufgehoben.

Die auf Grund dieser Betrachtungen bei niedrigen Anregungsenergien (< 3 MeV) erwarteten Konfigurationen von A^{39} sind in Tabelle 3 zusammengestellt. Es ist zu beachten, daß in der Fraxis Konfigurationsmischungen auftreten werden, die zu Abweichungen von den hier vorausgesetzten, stark vereinfachten Verhältnissen führen können. Insbesondere sei darauf hingewiesen, daß in Tabelle 3 zwei Zustände mit Spin und Parität $3/2^-$ bei ca. 2 MeV Anregungsenergie auftreten. Mit einer Mischung dieser beiden Zustände ist zu rechnen, wobei einer davon zu wesentlich niedrigen Energien verschoben werden kann. So könnte das Auftreten des ersten angeregten Zustandes von A^{39} bei 1,27 MeV erklärt werden, der nach Abschnitt 1 wahrscheinlich Spin und Parität $3/2^-$ hat.

Tabelle 3: Mögliche Konfigurationen von A^{39} für $E_x < 3$ MeV

E_x MeV	n	p	J, π
0	$(1 f_{7/2})^1$	$(1 d_{3/2})_0^{-2}$	$7/2^-$
~ 2	$(2 p_{3/2})^1$	$(1 d_{3/2})_0^{-2}$	$3/2^-$
	$(1 f_{7/2})_0^2 (1 d_{3/2})^{-1}$	$(1 d_{3/2})_0^{-2}$	$3/2^+$
$\sim 2,2$	$(1 f_{7/2})^1$	$(1 d_{3/2})_2^{-2}$	$3/2^-, 5/2^-, 7/2^-, 9/2^-, 11/2^-$

c) Diskussion der einzelnen Niveaus auf Grund der Verzweigungsverhältnisse

Für die γ -Übergangswahrscheinlichkeiten gibt Weisskopf (27) die Ausdrücke

$$T_Y(E1) = a_1 \cdot A^{21/3} \cdot E_Y^{21+1}$$

und

$$T_Y(M1) = b_1 \cdot A^{2(1-1)/3} \cdot E_Y^{21+1}$$

wobei

1 = Multipolordnung des Übergangs

A = Massenzahl des betrachteten Kerns

a_1, b_1 = Koeffizienten (siehe Tabelle 4).

Tabelle 4: Zahlwerte der Koeffizienten a_1 , b_1 in der

Weisskopf-Formel

1	a_1	b_1	$a_1 \cdot A^{21/3}$ ($A = 39$)	$b_1 \cdot A^{2(1-1)/3}$ ($A = 39$)
1	$6,8 \times 10^{-2}$	$2,1 \times 10^{-2}$	$7,8 \times 10^{-1}$	$2,1 \times 10^{-2}$
2	$4,9 \times 10^{-8}$	$1,5 \times 10^{-8}$	$6,5 \times 10^{-6}$	$1,7 \times 10^{-7}$
3	$2,3 \times 10^{-14}$	$6,8 \times 10^{-15}$	$3,5 \times 10^{-11}$	$9,0 \times 10^{-13}$

Die sogenannte "Weisskopf-Abschätzung" beruht auf der Annahme eines Einteilchen-Übergangs und gibt in der Praxis nur einen groben Anhaltspunkt für die zu erwartende Größenordnung. Ein wichtiges Ergebnis ist allerdings die starke Abhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeit von der Multipolordnung.

Die angeregten Niveaus bei 2,1 MeV; 2,35 MeV und 2,49 MeV haben ähnliche Zerfallschemata mit vorherrschendem Übergang zum Grundzustand. Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse in Abb. 30 mit Tabelle 4 zeigt, daß die Übergänge aus diesen Niveaus zum Grundzustand und zu dem ersten und zweiten angeregten Zustand alle von ähnlicher Multipolordnung sein müssen, das heißt, sich um nicht mehr als eine Ordnung unterscheiden werden. Hieraus folgen die Spinwerte $3/2$, $5/2$ oder $7/2$.

Im Falle des 2,43 MeV-Niveaus ist der Grundzustands-Übergang schwach oder abwesend, während ein starker Zerfall zum 1,27 MeV-Niveau beobachtet wurde. Man kann daher vermuten, daß das 2,43 MeV-Niveau den Spin $1/2$ oder $3/2$ besitzt.

Das Niveau bei 2,65 MeV zerfällt hauptsächlich zum Grundzustand und zum dritten angeregten Zustand. Übergänge zum ersten und zweiten angeregten Niveau konnten nicht mit Sicherheit festgestellt werden. Auf Grund der bekannten und abgeschätzten Spinwerte für den Grundzustand und die angeregten Zustände ist der Spin des 2,65 MeV-Zustands wahrscheinlich mindestens $7/2$. Die verhältnismäßig

starke Kaskade über das 2,1 MeV-Niveau zum Grundzustand läßt vermuten, daß hier die Spinfolge $9/2 \rightarrow 7/2 \rightarrow 7/2$ vorliegt, und daß der Übergang zum 2,1 MeV durch starke Ähnlichkeit der Konfigurationen begünstigt wird.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit im Hinblick auf eine mögliche Zuordnung von Spinwerten oder Schalenmodell-Konfigurationen zu tief-
liegenden Anregungszuständen von A^{39} sind in Tabelle 5 zusammenge-
faßt. Die Zahlenwerte in der vierten Spalte geben die Zeilennummer
von Tabelle 3 an, in der die betreffende Konfiguration aufgeführt
ist.

Tabelle 5: Interpretation tiefliegender Anregungszustände von A^{39}

Anregungsenergie MeV	Spin und Parität		Mögliche Schalen- modell- Konfiguration ^{*,†}
	Ref. (3)	Diese Arbeit (*)	
0	$7/2^-$		1
1,27	$3/2^-, 5/2^-$	$3/2$	2, 4
1,52	$3/2^+$		3
2,1		$5/2, \underline{7/2}$	4
2,35		$3/2, 5/2, 7/2$	2, 4
2,43		$1/2, 3/2$	2, 4
2,49		$3/2, 5/2, 7/2$	2, 4
2,65		$7/2, \underline{9/2}, (11/2)$	4

* Die wahrscheinlichsten Werte sind unterstrichen.

*† Angegeben ist die Nummer der entsprechenden Zeile in Tabelle 3.

Die vorliegende Arbeit gibt somit einen ersten Überblick über das tiefliegende Anregungsspektrum des Kerns A^{39} , wobei jedoch eindeutige spektroskopische Zuordnungen mit den hier angewandten Meßmethoden nicht möglich sind. Weitergehende Informationen sind insbesondere von (bis jetzt nicht vorliegenden) Untersuchungen der Stripping- und Pick-up-Reaktionen $A^{38}(d,p)A^{39}$, $A^{40}(d,t)A^{39}$ und $A^{40}(\text{He}^3, \alpha)A^{39}$ zu erhoffen.

V. 3 Zerfallschema des Cl^{36} -Kerns

Frühere Untersuchungen der γ -Übergänge in Cl^{36} stammen insbesondere von Segel ⁽⁶⁾, der γ - γ -Koinzidenzmessungen bei der Reaktion $\text{Cl}^{35}(\text{n}, \gamma)\text{Cl}^{36}$ durchführte. Die von ihm gefundenen γ -Übergänge sind den in dieser Arbeit beobachteten in Abb. 23 gegenübergestellt. Für die Deutung der Übergänge sind ferner die Ergebnisse von Hoogenboom et al. ⁽²⁸⁾ aus der Reaktion $\text{Cl}^{35}(\text{d}, \text{p})\text{Cl}^{36}$ von Bedeutung; diese sind für die hier in Frage kommenden Niveaus in Tabelle 6 zusammengestellt:

Tabelle 6: Spektroskopische Informationen über Cl^{36} -Niveaus aus der $\text{Cl}^{35}(\text{d}, \text{p})\text{Cl}^{36}$ -Reaktion ⁽²⁸⁾

$E_x (\text{Cl}^{36}) \text{ MeV}$	l_n	J, π
0	2 (und 0)	2^+
0,79	2	$3^+ *$
1,16	2 und 0	$1^+ *$
1,60	0	$(1, 2)^+$
1,95	0	$(1, 2)^+$
	und (2 oder 3)	
2,47	1	$(0, 1, 2, 3)^-$
2,50	0	$(1, 2)^+$
2,52	3	$5^- *$

* Zuordnung wahrscheinlichster J-Werte auf Grund der reduzierten Breiten.

Von Interesse ist besonders das Auftreten einer starken γ -Linie bei $1,72 \text{ MeV} \pm 0,01 \text{ MeV}$ in dieser Arbeit, die auf den Zerfall des $2,497 \text{ MeV}$ - oder $2,522 \text{ MeV}$ -Niveaus über das $0,79 \text{ MeV}$ -Niveau zurückgeführt wurde (Abschnitt IV.1.3) und in den Koinzidenzmessungen von Segel nicht beobachtet wurde. Die folgende Erklärung hierfür ergibt sich aus den Auswahlregeln für γ -Übergänge und den Daten in Tabelle 6:

Beim Einfang thermischer Neutronen in $\text{Cl}^{35}(J, \pi = 3/2^+)$ können "Einfangzustände" in Cl^{36} mit Spin und Parität 1^+ oder 2^+ erzeugt werden. Bei den Koinzidenzmessungen von Segel wurde der Zerfall tiefliegender Anregungszustände von Cl^{36} untersucht, die durch direkten γ -Übergang vom "Einfangzustand" entstanden. Betrachtet man nur Dipol- oder Quadrupol-Übergänge, so können auf Grund der Auswahlregeln nur Niveaus mit einem Spin von höchstens vier mit merklicher Intensität erzeugt werden. Das Fehlen des in dieser Arbeit gefundenen γ -Übergangs von 1,72 MeV bei Segel wird daher verständlich, wenn dieser vom Zerfall des 2,522 MeV-Niveaus herrührt und das letztere, wie von Hoogenboom et al. vorgeschlagen, Spin und Parität 5^- hat.

Es folgt hieraus, daß der betrachtete 1,72 MeV-Übergang mit hoher Wahrscheinlichkeit von dem 2,522 MeV-Niveau in Cl^{36} ausgeht; ferner werden die Zuordnungen 5^- bzw. 3^+ zu dem 2,52 MeV- bzw. dem 0,79 MeV-Niveau ⁽²⁸⁾ **bekräftigt**.

Die weiteren in dieser Arbeit beobachteten γ -Übergänge (Abb. 23) stehen in Übereinstimmung mit den Messungen von Segel ⁽⁶⁾. Wegen einer Diskussion des Cl^{36} -Niveauschemas in Zusammenhang mit dem Schalenmodell sei auf die Arbeit von Hoogenboom et al. ⁽²⁸⁾ verwiesen.

VI. Zusammenfassung

Die Reaktionen $K^{39}(n,p)A^{39}$ und $K^{39}(n,\alpha)Cl^{36}$ wurden untersucht. Ein 1" x 1" KI(Tl)-Kristall wurde mit monoenergetischen schnellen Neutronen, die über die Kernreaktion $H^2(d,n)He^3$ an dem 5,5 MeV Van de Graaff-Beschleuniger erzeugt wurden, bombardiert. Der KI(Tl)-Kristall diente gleichzeitig als Target und als Detektor für die entstehenden Protonen und α -Teilchen. Die koinzidenten γ -Quanten, die durch die Anregung der A^{39} - und Cl^{36} -Kerne entstehen, wurden in einem 3" x 3" NaI(Tl)-Kristall nachgewiesen. Da die Koinzidenzspektren sehr kompliziert waren, wurde eine neue Pulsformdiskriminierungsmethode entwickelt und angewandt. Sie gestattet den getrennten Nachweis von (p- γ)- und (α - γ)-Koinzidenzereignissen. Die Analyse der Spektren wurde dadurch vereinfacht. Außerdem wurden passende Methoden zur Energieeichung und Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit des γ -Zählers entwickelt.

Das Verfahren der Summenkoinzidenz (nach Hoogenboom) wurde zur weiteren Untersuchung des Zerfallschemas und der Verzweigungsverhältnisse bei dem Zerfall des A^{39} -Kerns angewandt.

Neunundzwanzig Energieniveaus in A^{39} , von denen fünfzehn noch nicht bekannt waren, wurden festgestellt. Außerdem wurde das γ -Verzweigungsverhältnis der A^{39} -Niveaus bei 2,1 MeV; 2,35 MeV; 2,43 MeV; 2,49 MeV und 2,65 MeV bestimmt.

Weiter wurden im Neutronenenergiebereich 4 - 8 MeV die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $K^{39}(n,p)A^{39}$ und $K^{39}(n,\alpha)Cl^{36}$, die zu dem Grundzustand und den ersten drei angeregten Zuständen in A^{39} bzw. zu dem ersten angeregten Zustand in Cl^{36} führen, gemessen. Ergänzend hierzu wurden Messungen der Winkelverteilung bei dem Zerfall zum Grundzustand des ersten und zweiten angeregten Zustands in A^{39} bzw. des ersten angeregten Zustands in Cl^{36} bei $E_n = 5,4$ MeV durchgeführt.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse werden im Hinblick auf mögliche Zuordnungen von Spin und Parität zu den beteiligten Zuständen betrachtet. Ferner wird die Frage der Interpretation dieser Zustände im Rahmen des Schalenmodells diskutiert.

Herrn Professor Dr. E. Schopper danke ich für die Erlaubnis, an seinem Institut zu arbeiten, für seine freundliche Unterstützung und sein Interesse am Fortgang der Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Dr. R. Bass für die Anregung zu der Arbeit, für seine Hilfe bei den Messungen und für seine wertvollen Ratschläge und Diskussionen.

Außerdem haben Herr W. Kessel und seine Mitarbeiter von der Elektronikabteilung, die Betriebsgruppe der Beschleuniger unter der Leitung von Herrn K. Meinel und die mechanische Werkstatt unter Herrn Meister Kasubek zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Der Atomenergiekommission der "Vereinigten Arabischen Republik" bin ich für ihre geduldige finanzielle Unterstützung zu Dank verpflichtet.

L i t e r a t u r

- (1) M.J.Scott and R.A. Segel Phys. Rev. 102 (1956) 1557
- (2) R. Bass, H.P. Haenni, T.W. Bonner and F. Gabbard
Nucl. Phys. 28 (1961) 478
- (3) J.R. Penning, H.R. Maltrud, J.C. Hopkins and F.H. Schmidt
Phys. Rev. 104 (1956) 740
- (4) C.H. Paris, W.W. Buchner and P.M. Endt
Phys. Rev. 100 (1955) 1317
- (5) P.M. Endt and C. Van der Leun
Nucl. Phys. 34 (1962) 1-324
- (6) R.E. Segel Phys. Rev. 113 (1959) 844
- (7) Marion and Fowler Fast Neutron Physics, Part I,
S. 211-245
- (8) W.R. Dixon and J.H. Aitken Nucl. Phys. 24 (1961) 456
- (9) R.B. Owen Nucleonics 17, 9 (1959) 92
- (10) M. Bormann, G. Andersson-Lindström, H. Neuert und H. Pollehn
Z.Naturf. 14a (1959) 681
- (11) M. Bormann, R. Langkau, G. Lindstrom, H. Neuert und J. Warncke
Nukleonik 3 (1961) 85
- (12) R. Langkau, H. Neuert und H. Walter
Z.Naturf. 17a (1962) 441
- (13) R.L. Chase Brookhaven BNL 4827, RSI 31, Nu 9 - 1961
- (14) R. Bass, W. Kessel and G. Majoni
Nucl. Instr. and Meth.
(eingereicht im März 1964)
- (15) P.R. Bell and R.C. Davis Rev. Sci. Inst. 26 (1955) 726
- (16) H. de Waard Nucleonics 13, 7 (1955) 36
- (17) Nuclear Data Sheets NRC 59-4-42, K⁴⁰ - 2
- (18) R.L. Chase and S. Velto I.R.E. Trans. Vol. NS-8, No. 3, Juli 1961
- (19) M. Bormann, H. Jeremie, G. Lindström, H. Neuert und H. Pollehn
Z.Naturf. 25a (1960) 200
- (20) A.M. Hoogenboom Nucl. Inst. 3 (1958) 57
- (21) J. Kantele and R.W. Fink Nucl. Inst. and Meth. 13 (1961) 141
- (22) S.O. Schriber and B.G. Hogg Nucl. Inst. and Meth. 26 (1964) 141
- (23) N. MacDonald Nucl. Phys. 33 (1962) 110
- (24) Mayer and Jensen Elementary Theory of Nuclear Shell
Structure

- (25) C.M. Class, R.H. Davis and J.H. Johnson
Phys. Rev. Let. 3 (1959) 41
- (26) Macfarlane and French
Rev. Mod. Phys. 32 (1960) 567
- (27) J.M. Blatt and V.F. Weisskopf
Theoretische Kernphysik, S. 536
- (28) A.M. Hoogenboom, E. Kashy and W.W. Buechner
Phys. Rev. 128 (1962) 305

Lebenslauf

Am 8.9.1929 bin ich in Kairo (Ägypten) als Tochter des Beamten Mohamed Saleh geboren.

Ich besuchte vier Jahre die "Primary School" und sechs Jahre die "Secondary School". Im Juni 1948 bestand ich das Abitur. Von 1948 bis 1952 besuchte ich die Naturwissenschaftliche Fakultät der Universität Kairo, wo ich Physik, Mathematik, angewandte Mathematik und Chemie studierte. Am Ende jedes Jahres habe ich eine schriftliche Prüfung bestanden. Im Sommer machte ich die Abschlußprüfung und erhielt "The Bachelor Degree of Science, B.Sc." mit "1st Degree of Honour". Von November 1952 bis März 1956 war ich als "Demonstrator" in dem "Physics Department" der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Kairo tätig.

April 1956 erhielt ich durch die Atomenergie-Kommission der Vereinigten Arabischen Republik ein Stipendium und begann in Paris mit einer Doktorarbeit. Bis Ende 1956 war ich im "Institut de Radium, Laboratoire Curie" tätig. Bei Ausbruch des Suezkanal-Krieges habe ich Paris verlassen und in Bonn/Rh. mein Studium fortgesetzt. Im Physikalischen Institut der Universität Bonn habe ich bei Herrn Professor Dr. Paul die Diplomprüfung im Februar 1959 mit Gut bestanden.

Seit Juni 1959 bin ich im Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt tätig. Das Thema meiner Doktorarbeit erhielt ich im Februar 1961.

Lebenslauf

Am 8.9.1929 bin ich in Kairo (Ägypten) als Tochter des Beamten Mohamed Saleh geboren.

Ich besuchte vier Jahre die "Primary School" und sechs Jahre die "Secondary School". Im Juni 1948 bestand ich das Abitur. Von 1948 bis 1952 besuchte ich die Naturwissenschaftliche Fakultät der Universität Kairo, wo ich Physik, Mathematik, angewandte Mathematik und Chemie studierte. Am Ende jedes Jahres habe ich eine schriftliche Prüfung bestanden. Im Sommer machte ich die Abschlußprüfung und erhielt "The Bachelor Degree of Science, B.Sc." mit "1st Degree of Honour". Von November 1952 bis März 1956 war ich als "Demonstrator" in dem "Physics Department" der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Kairo tätig.

April 1956 erhielt ich durch die Atomenergie-Kommission der Vereinigten Arabischen Republik ein Stipendium und begann in Paris mit einer Doktorarbeit. Bis Ende 1956 war ich im "Institut de Radium, Laboratoire Curie" tätig. Bei Ausbruch des Suezkanal-Krieges habe ich Paris verlassen und in Bonn/Rh. mein Studium fortgesetzt. Im Physikalischen Institut der Universität Bonn habe ich bei Herrn Professor Dr. Paul die Diplomprüfung im Februar 1959 mit Gut bestanden.

Seit Juni 1959 bin ich im Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt tätig. Das Thema meiner Doktorarbeit erhielt ich im Februar 1961.

